

知ってほしい太陽物理と 知りたい恒星物理

国立天文台 桜井 隆



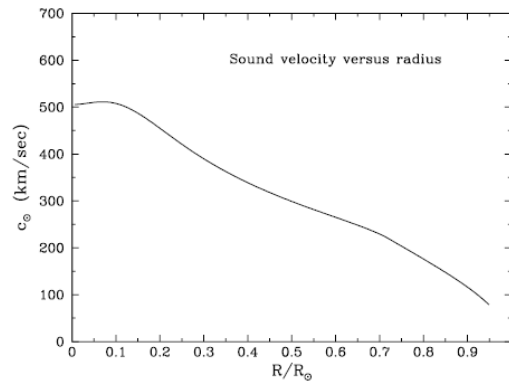
太陽物理学の基本問題

- 内部構造、元素組成
- フレア爆発のメカニズム
- 彩層・コロナの加熱と太陽風の生成
- 周期活動の駆動機構(ダイナモ機構)

内部構造: 日震学でよくわかっている

- 対流層の深さ = $(0.713 \pm 0.001) R_{\text{sun}}$
(Basu & Antia, 1997)
- Mixing length $L = \alpha H_p$, $\alpha = 2.04$ (Bahcall et al, 2001)

Bahcall et al. (2001)



1次元大気モデル

Vernazza, Avrett, & Loeser (1973)

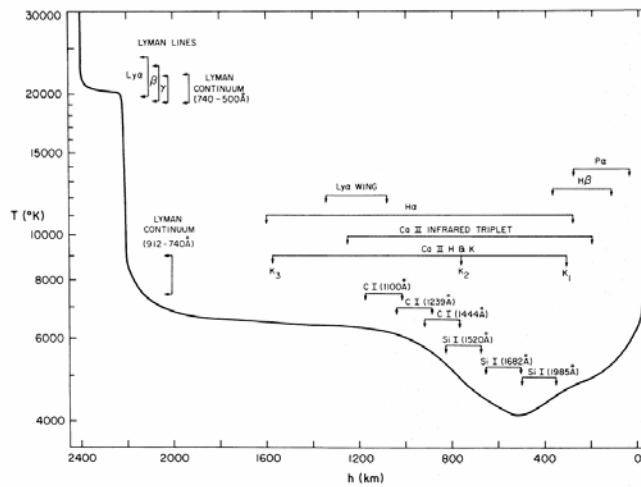
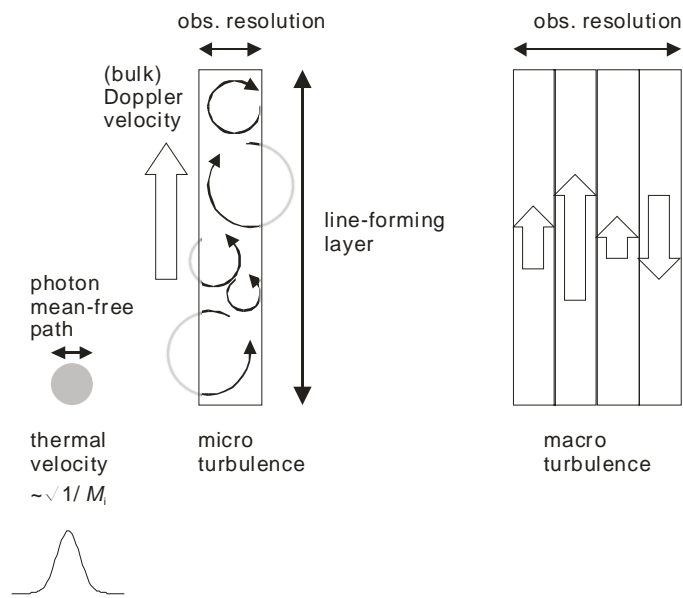


FIG. 1.—Our adopted temperature-height distribution for the photosphere (on the right), temperature-minimum, chromosphere, and chromosphere-corona transition zone. Also indicated are the regions of formation of the various lines and continua we have studied.

Micro & Macro Turbulence



光球

粒状斑

(Hinode)



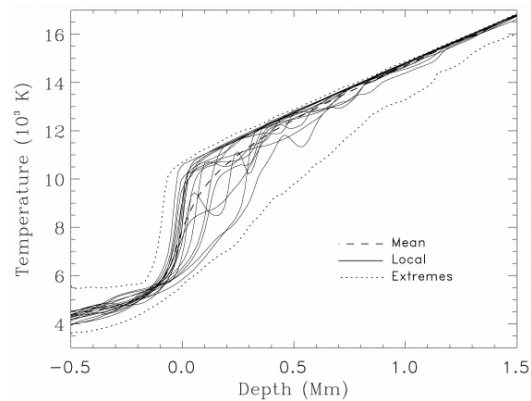
3-D Hydrodynamic Simulations

- 温度その他の物理量の変動が大きい(dynamic)

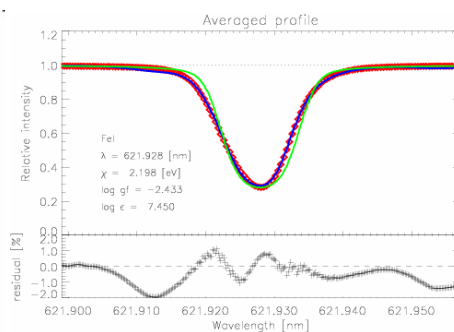
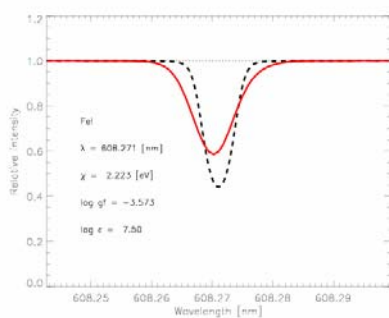


(movie by M.Carlsson)

Stein & Nordlund (1998)



Micro/Macro Turbulenceを仮定しないで
平均の線輪郭が再現される



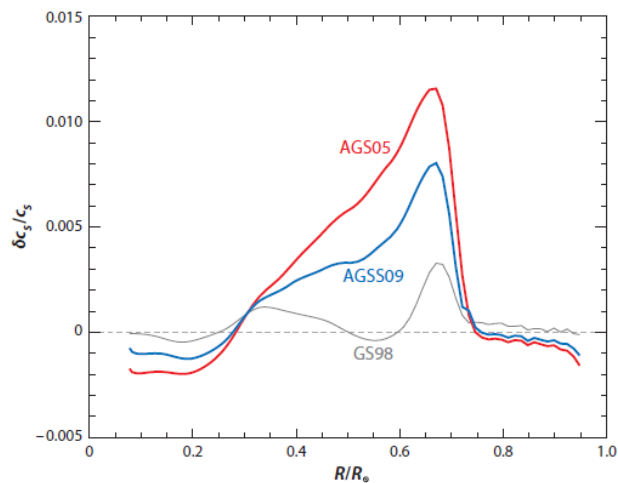
Nordlund, Stein, and Asplund (2009)

元素組成

- 隕石の質量分析から直接
(ただし H, He, C, N, O, Neなどは始原組成ではない)
- 光球スペクトルの解析から間接的に
- 最近の3Dシミュレーションの結果も組み込むと
 - C, N, Oの組成が下がる(速度分散が大きいため)
 - 日震学で決めた内部構造との不一致は広がる

	Grevesse & Sauval (1998)	Asplund et al. (2009)
C	8.52	8.43
N	7.92	7.83
O	8.83	8.69

理論と日震学観測
の音速の差

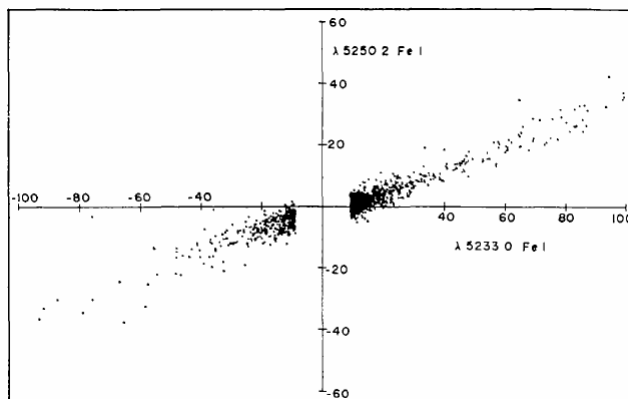


Asplund et al. (2009)

微細磁束管の発見

空間分解能が十分でなかった時代の間接的証拠

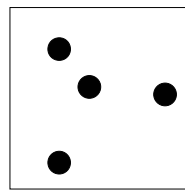
5250 Å ($g_L=3$)と5233 Å ($g_L=1.3$)では、 g_L の大きい5250 Åのほうに弱い磁場を与える




Harvey & Livingston (1969)

- 実際の太陽大気では磁場は微細磁束管になっている。
面積の割合 f だけに磁場 B があり、面積 $1-f$ には磁場がない、とする。 f : filling factor
- B が数百 G を超えると、 g_L の大きなスペクトル線では弱い磁場の近似が破れる
 - 弱い磁場の近似が予想するほどの円偏光が出ない
- モデルフィット $\Rightarrow B=1\text{kG}$ 程度

昔の平均的な
磁場観測の分
解能
 $2'' =$
1450 km




1000 G が面積
の1%を占める



微細磁束管の形成 (Convective Collapse)

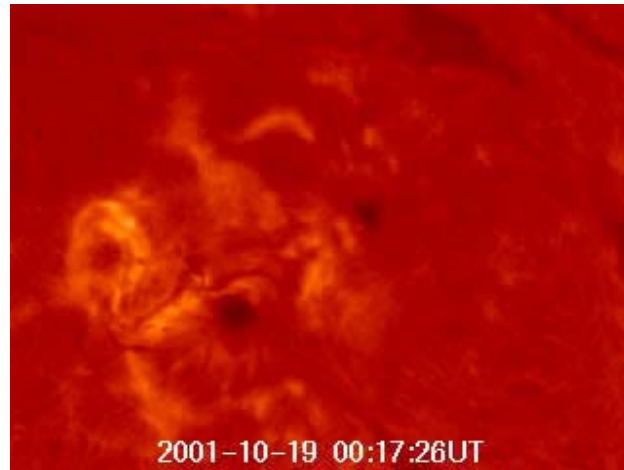
- 始めに弱い一様な磁場があるとする
- 粒状斑対流が磁場を掃き寄せる
 - 対流の運動エネルギー＝磁気エネルギー とすると数百ガウス
- 強められた磁場は対流を抑える
- 磁束管の中は若干冷えてプラズマは下降、密度が下がる
- 密度が下がると放射が逃げやすくなり、ますます冷える
- 最終的に、プラズマの圧力が無視できる磁束管ができる
 - 周囲のプラズマの圧力＝磁束管の磁気圧 とすると1kG



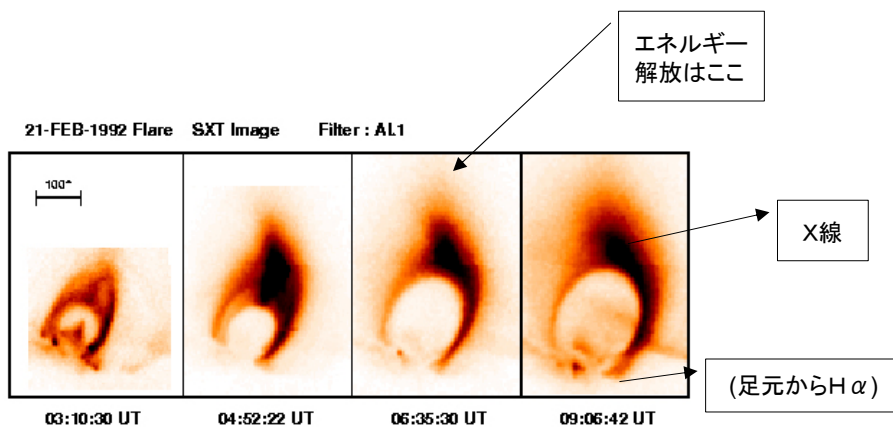
フレア爆発

- コロナが通常の2百万度から、数分間で1～2千万度もの高温に加熱される現象
 - 粒子加速、非熱的放射 (X線、電波)
 - 熱的X線放射、H α 線
 - プラズマ雲を惑星間空間に放出 (Coronal Mass Ejection: CME)
- 1時間くらいでゆっくり冷え、元の状態に戻る
- 大フレアの解放エネルギー: 10^{32} erg
- エネルギーの元は磁気エネルギー

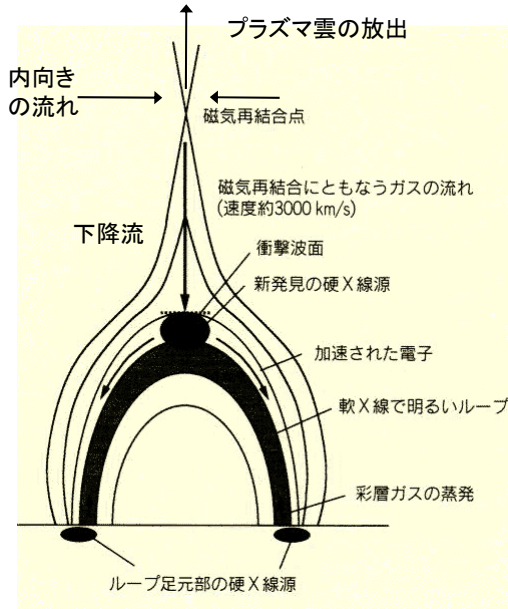
H α 線(波長656.3nm)で見るのが昔からの簡単な観測法



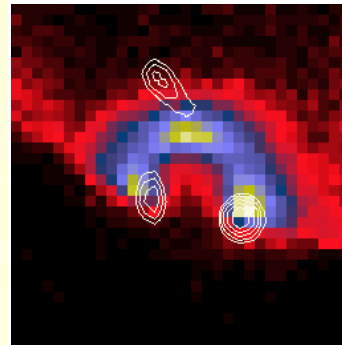
ようこう衛星が観測したフレア



フレアの磁気リコネクションモデル



逆向きの磁力線が押しつけられてつなぎかわり、エネルギーを解放する

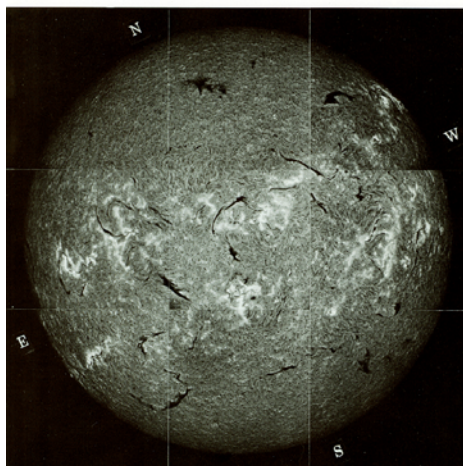


まだわからない点

- エネルギーを貯めた磁場が不安定になるしくみ、時期
 - トリガーがあるのか？
 - 不安定の結果としてなぜリコネクションが起こるのか？
- Petschekモデルでは流入速度は一意には決まらない。現実はどうなっているのか
 - 本当に小さなdiffusion regionがあるのか？

彩層・コロナの加熱

H α 画像



皆既日食のコロナ

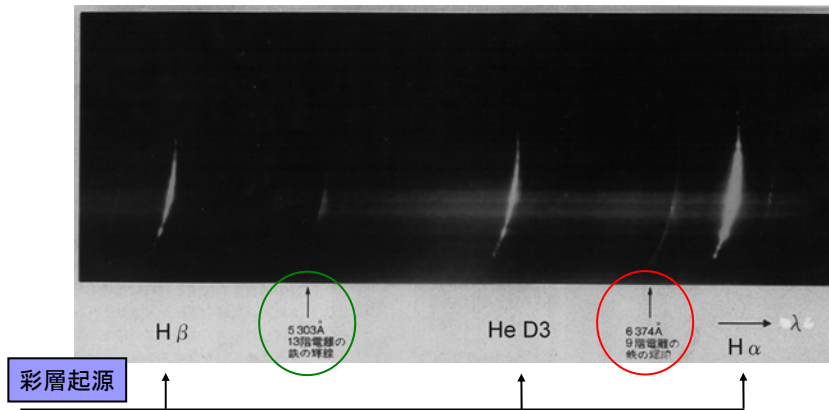


光球の光がコロナ中の
電子によりThomson
散乱されたもの
K-corona

コロナ自身の発光は紫
外・X線

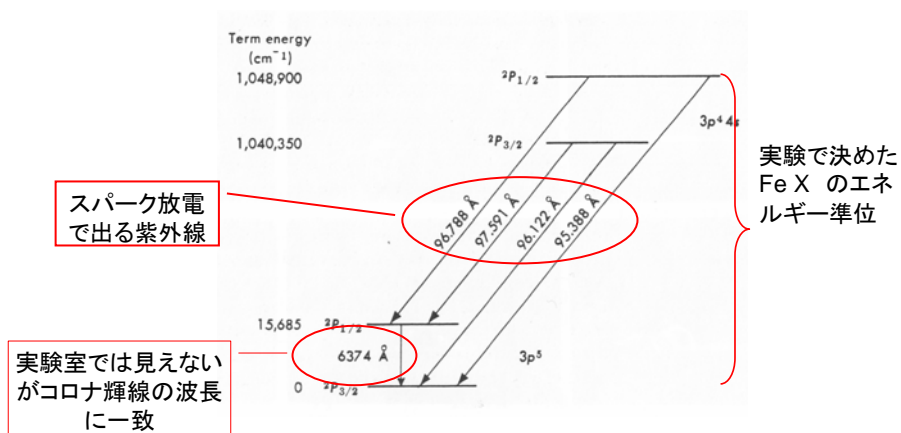
コロナ輝線の発見

C.A.Young, 1869年の皆既日食(アメリカ)で



コロナ輝線の同定

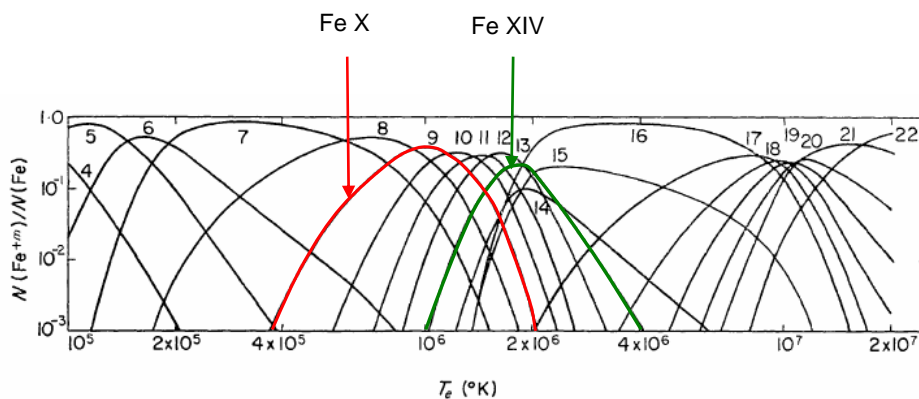
- Grotrian(1939)、Edlén(1942)による



コロナ輝線

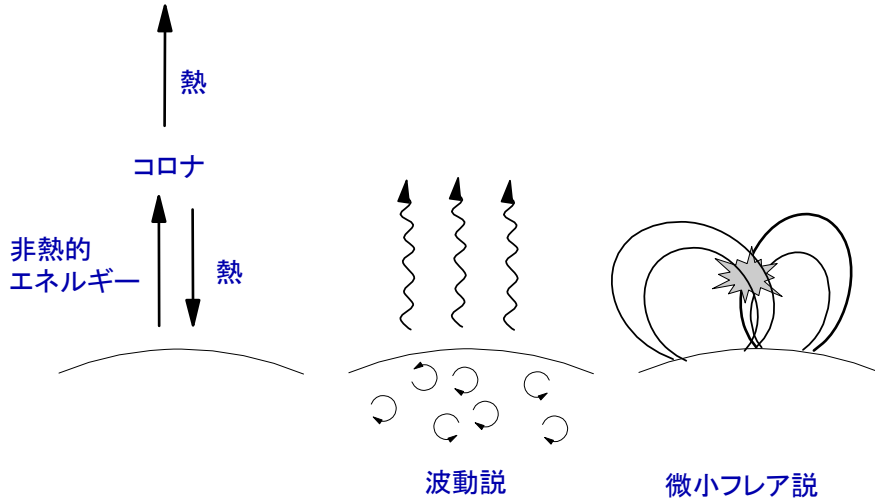
- 高階電離イオンの禁制線
 - 電気双極遷移確率ゼロ
 - 電気四重極遷移または磁気双極遷移は起こるが遷移確率(アインシュタインのA係数)が小さい
 - 実験室では密度が高いので、光を出して遷移する前に粒子衝突のために遷移してしまう
 - コロナは希薄なので、衝突間の時間が長く、光を出す遷移が起こる
- 温度と電離段階には関係がある
 - red line (6374 Å) Fe X 百万度
 - green line (5303 Å) Fe XIV 2百万度

電離平衡の計算



Jordan (1969)

加熱機構： 波動説と微小フレア説



観測される音波エネルギー流束はコロナ加熱には不足

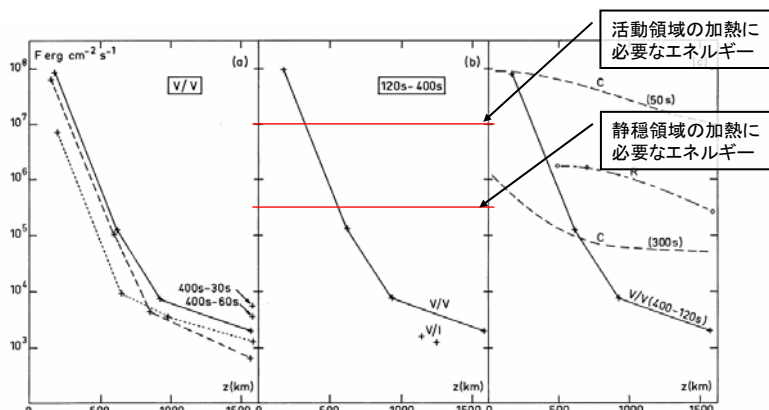
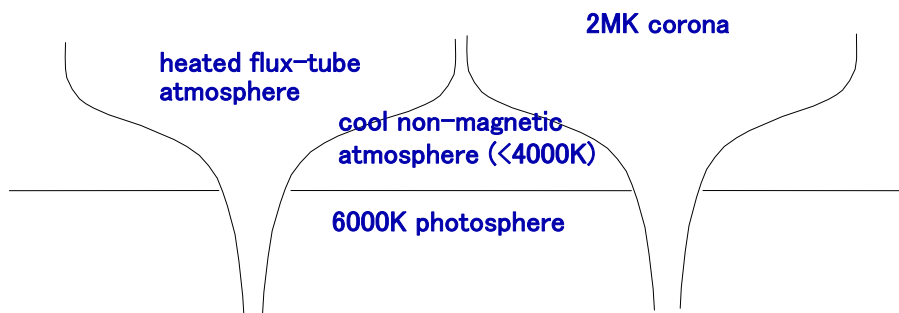


Fig. 3. a Mechanical flux (V/V) versus the altitude integrated over different period ranges: — 120–400s, --- 200–400s, ... 120–200s. For 1500 km, two more ranges are considered: 60–400s, 30–400s. The altitude value is averaged over the integration range. b Mechanical flux obtained by two calculation methods (V/V) and (V/I). c Mechanical flux (V/V) integrated over 120–400s compared to mechanical theoretical flux (---) by dissipation of shock waves (Stein and Leibacher, 1974) and to radiative losses (- - -)

Mein & Schmieder (1981)

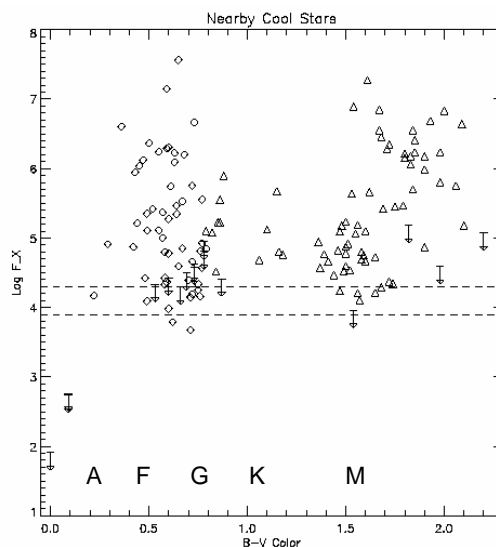
大気構造の二極分化

- 磁場を持つ大気はコロナ温度にまで加熱される
- 磁場のない大気は加熱されない



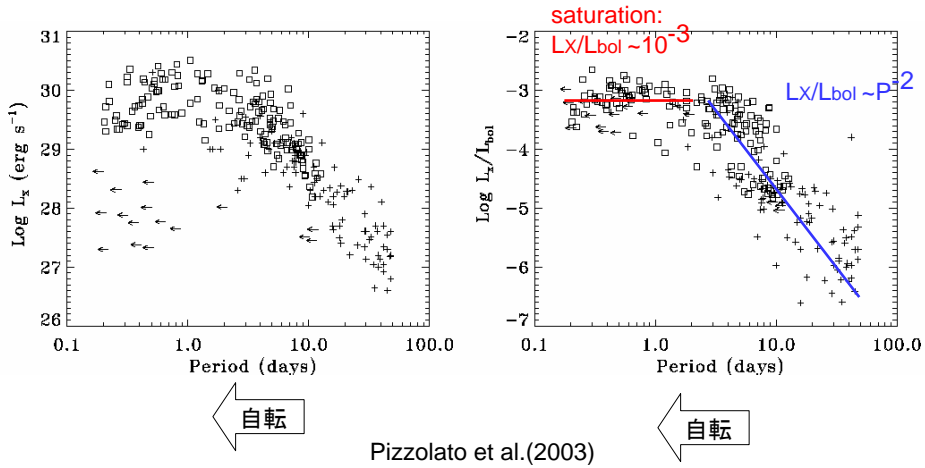
恒星のコロナからのX線放射

- A型星にはコロナがない
(対流層がないから)
- F~M型星のX線放射強度は様々
いろいろな自転速度があるから

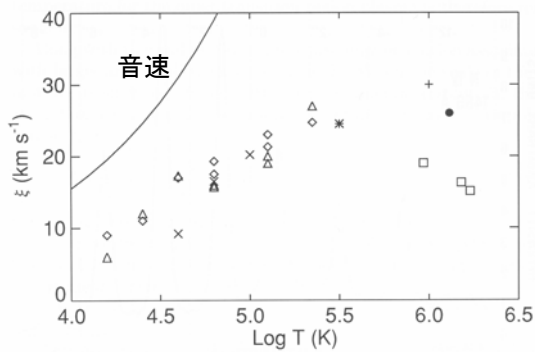


Schmitt (1997)

自転の速い星ほど強いX線を放射



乱流線幅の高さ依存性



- 波動の伝搬に伴う振幅増大を表している？

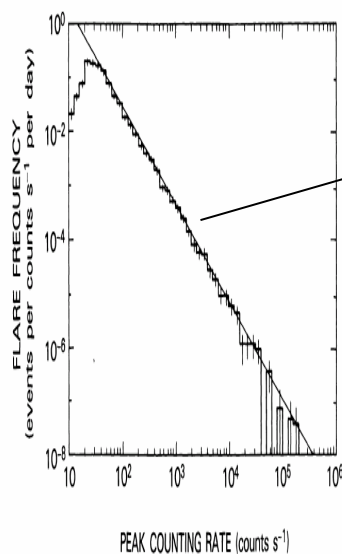
Fig. 5.2. Nonthermal broadening of optically-thin emission lines as a function of temperature. The data represented with triangles are from Doschek *et al.* (1976*b*), with diamonds are from Mariska *et al.* (1978), with crosses are from Boland *et al.* (1975), with a star is from Bonnet *et al.* (1978), with a plus is from Feldman and Behring (1974), with the squares are from Cheng *et al.* (1979), and with a filled circle is from Hassler *et al.* (1990).

Mariska (1992)

微小フレア説

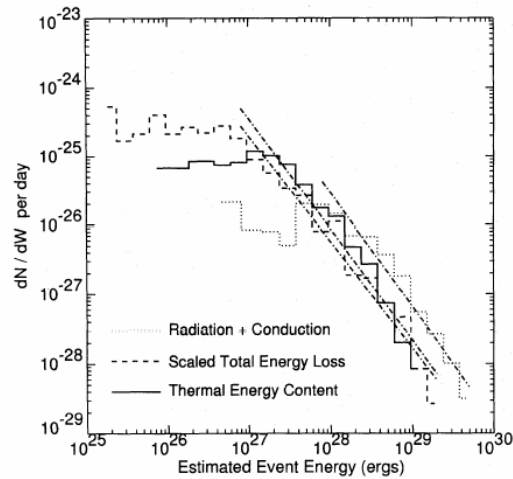
- フレアの分布関数 $f(E) \propto E^{-\gamma}$
- フレアが供給する総エネルギー $\int_0^{\infty} f(E) E dE$
 - $\gamma > 2$ ならば小さなフレアの総エネルギーが大きな寄与
 - $\gamma < 2$ ならば、少数の巨大フレアが総エネルギーのほとんどを占める
 - フレアでは $\gamma \approx 1.5$
 - 微小フレアでは $\gamma > 2$ となるのか？

フレアの分布関数



Dennis, 1985

「ようこう」の小フレア観測 $\gamma=1.5$ 、コロナ加熱の2割



Shimizu (1995)

コロナ加熱:まだわからない点

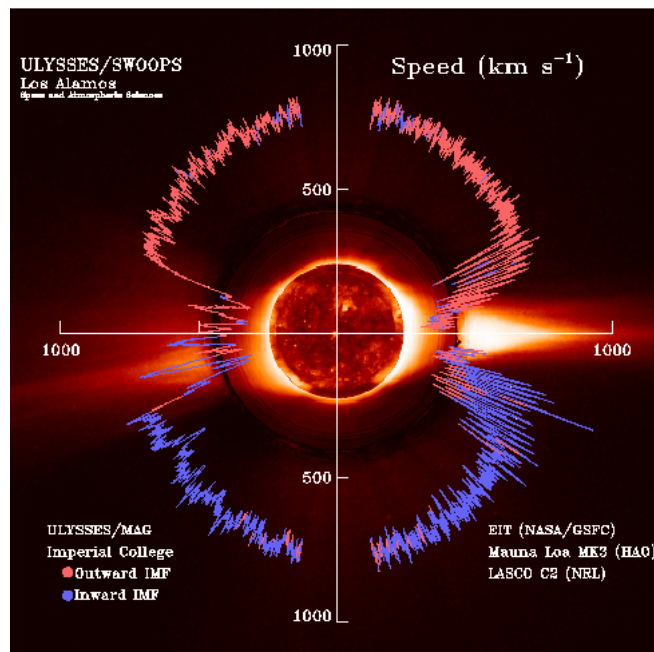
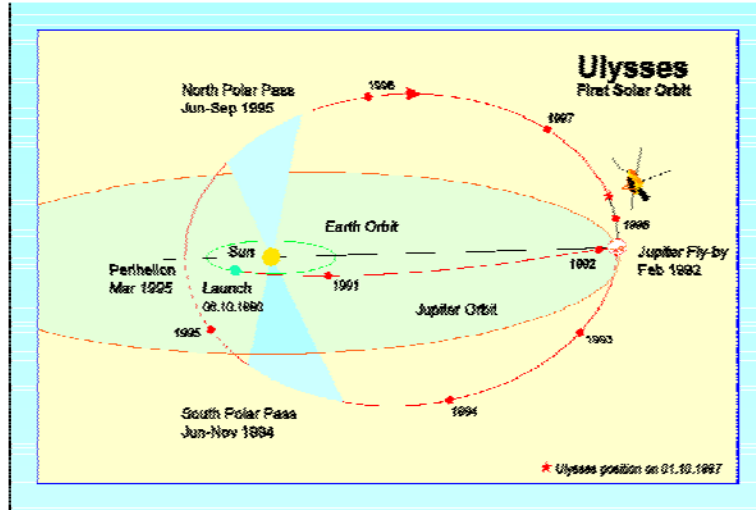
■ 微小フレア説

- フレアと統一して理解できるのは利点
- 微小フレアの個数が不足
- 微小フレア説でなければ説明できない、超高温成分 ($\sim 10^7$ K) の存在がカギ(証拠らしきものあり)

■ 波動説

- 大きなスケールの波は見ついているが、エネルギーが不足
- スペクトルの乱流幅が波ならば、エネルギーは足りる
- 微小フレアが起こりそうもない、表面から遠い領域へもエネルギーを運べる

ユリシーズ(Ulysses)衛星の極上空通過

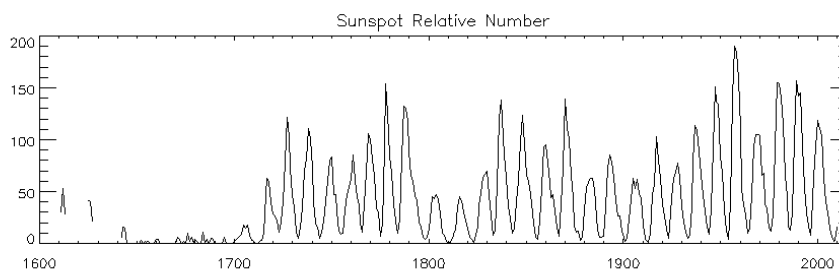


- 極域から安定した高速風、8-900 km/s
 - 多分、熱的圧力だけでは説明できない
 - 微小フレア(リコネクション)も説明困難
 - 磁気波動による加熱・加速か？

- 低緯度から時間変化の激しい低速風、400 km/s

- 太陽風の加速は コロナが熱いからというだけでは説明できない。加熱プラスアルファ

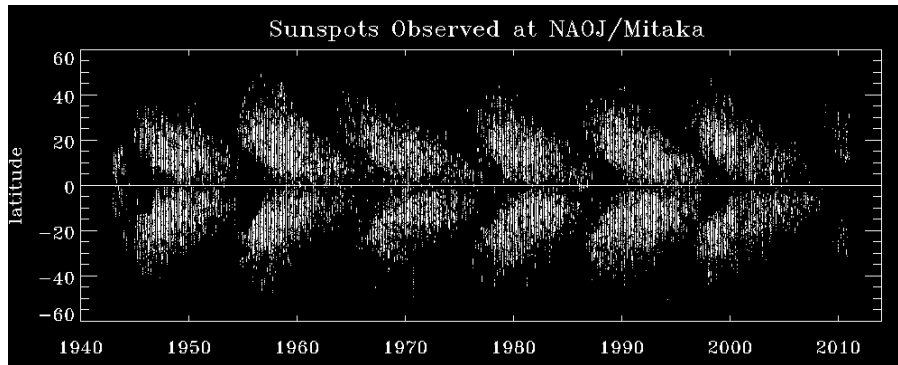
黒点相対数



黒点データセンター(ブリュッセル)

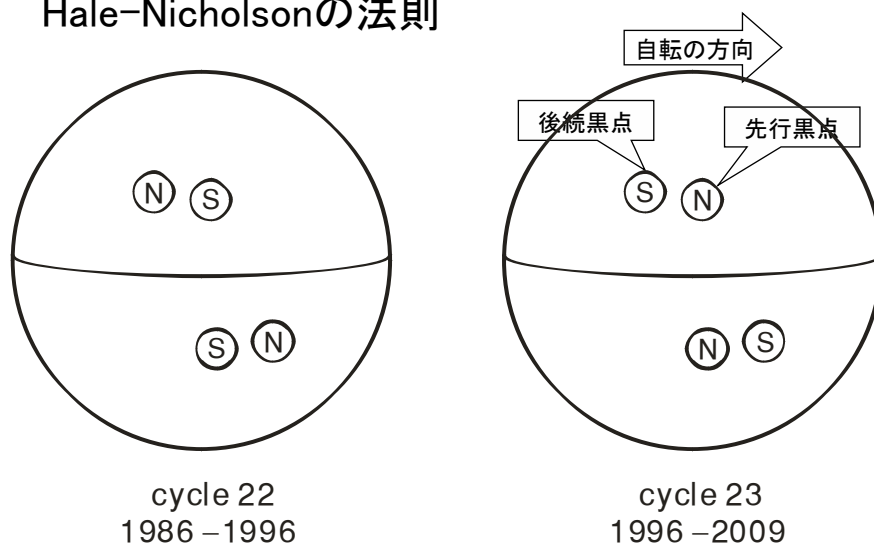
<http://sidc.oma.be/html/wolfam1.html>

黒点の赤道への移動(蝶型図)



- 個々の黒点の寿命は1ヶ月程度
- 発生場所が赤道に向かって移動する

Hale-Nicholsonの法則

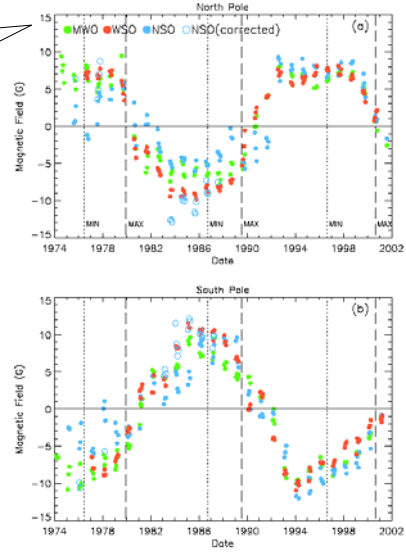
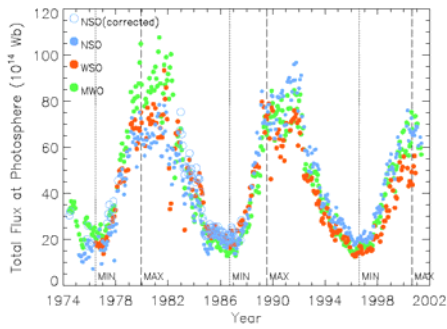




Arge et al. (2002)

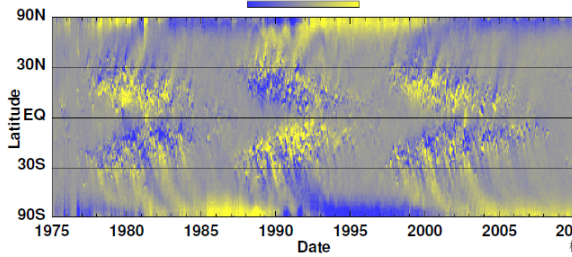
極磁場は活動極小期が強い
活動極大期に反転する

|Bz|の和
極大、極小で4倍くらいの差



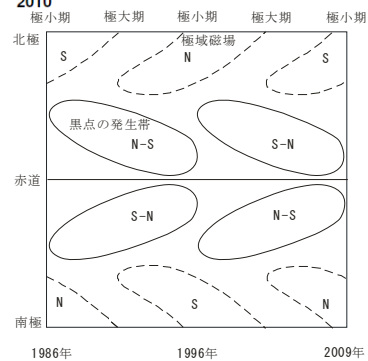
磁場の極域への拡散と極磁場の反転

-10G -5G 0G +5G+10G

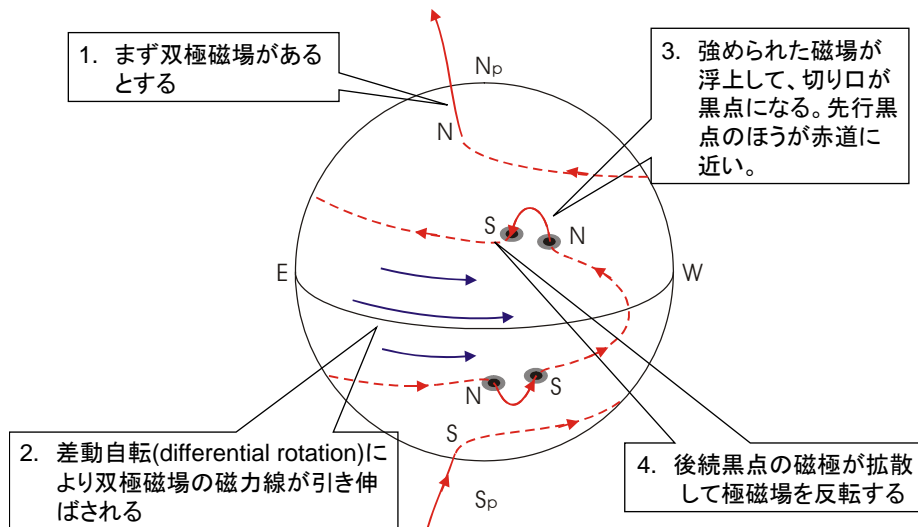


Hathaway (2010)

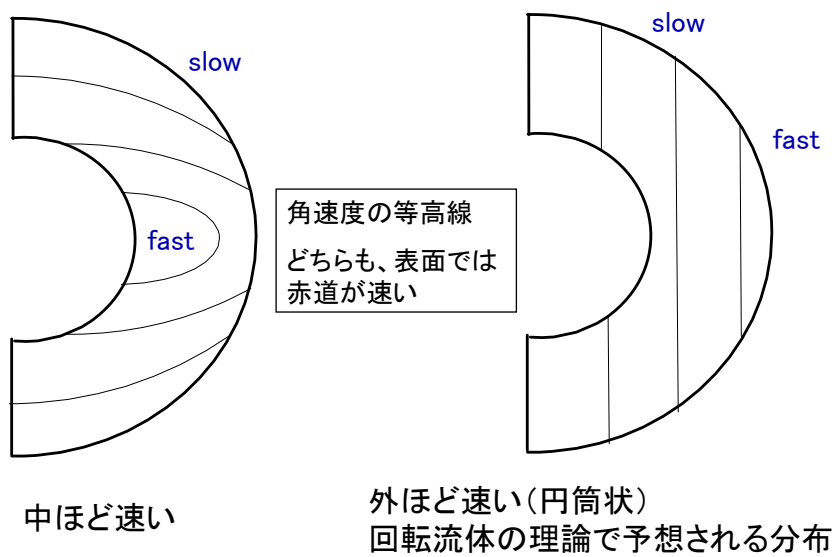
- 後続黒点の磁極が極磁場を反転させるように見える



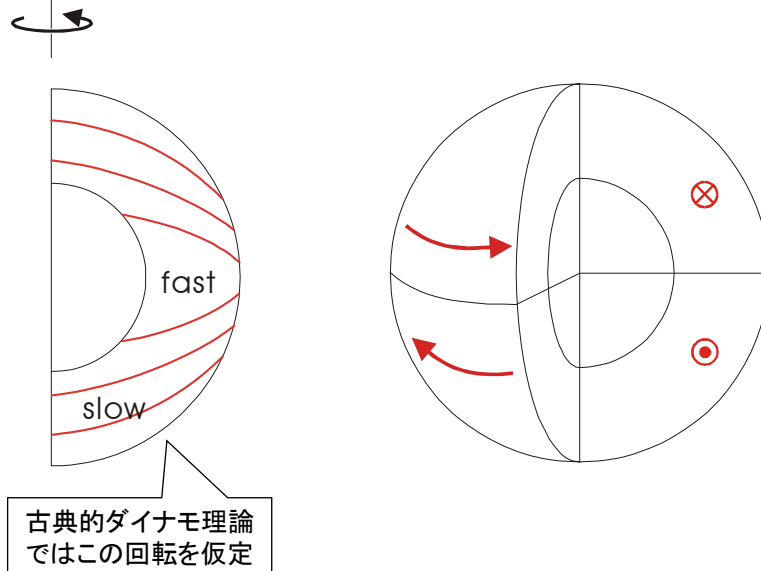
定性的なダイナモ機構の理解 (Babcock model)



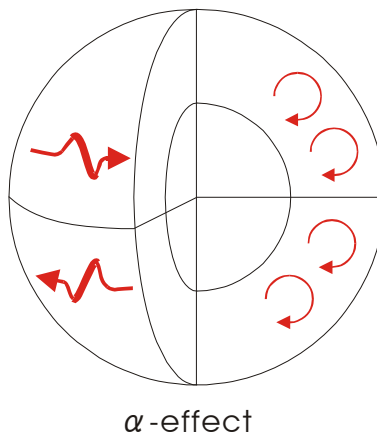
太陽内部の自転速度分布はどうなっているのか



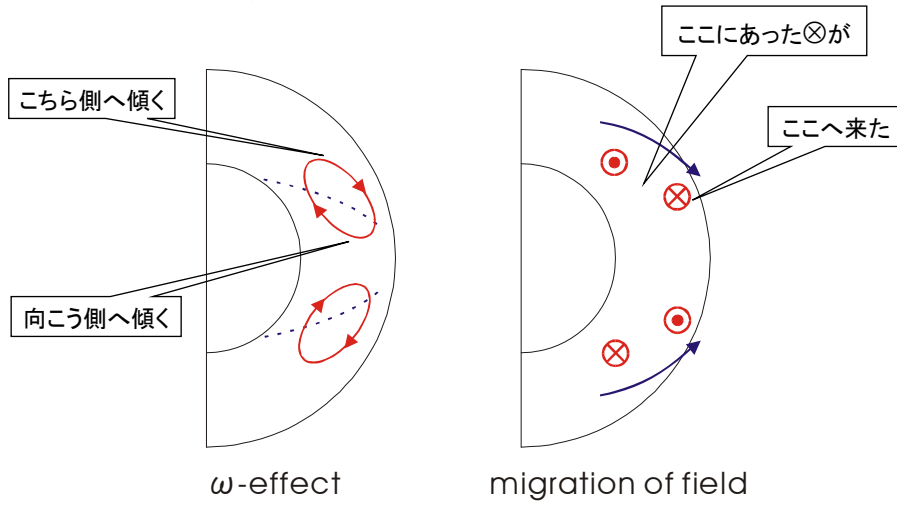
まず toroidal field があるとする



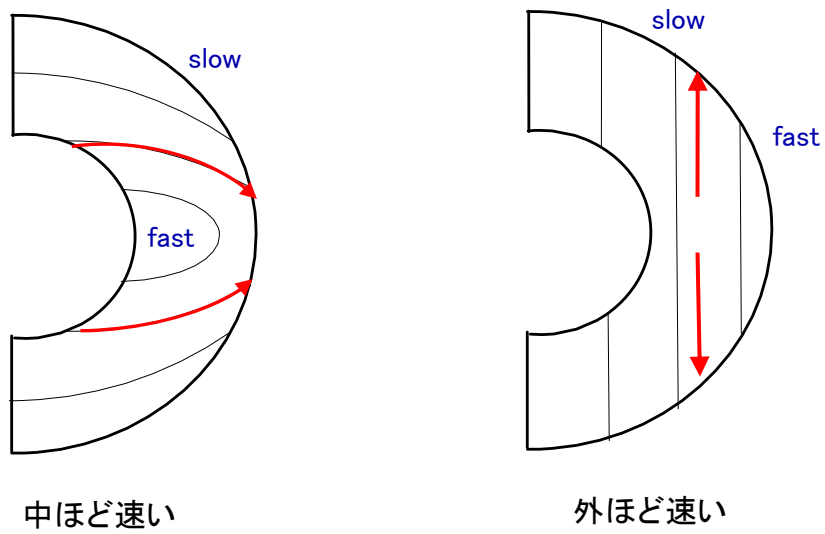
コリオリカのため、上昇する磁場はねじられる



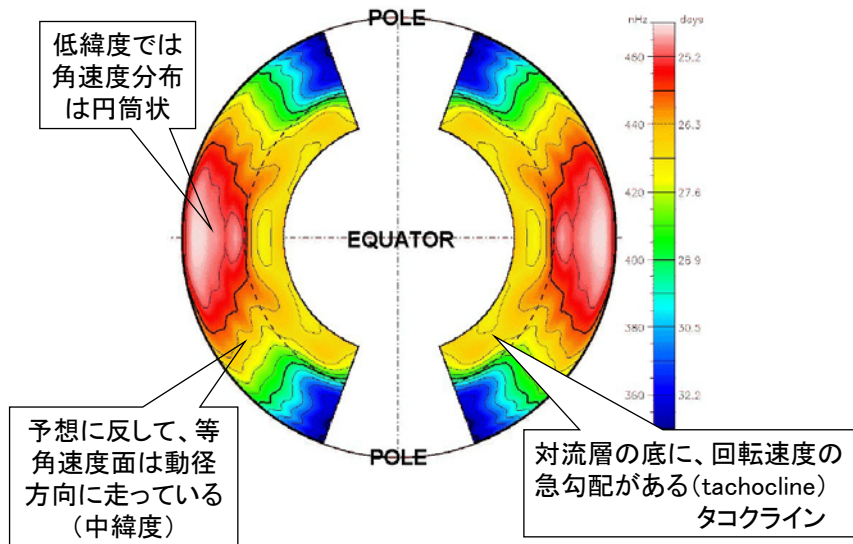
poloidal fieldのループは差動自転により子午面内で傾く
 →トロイダル磁場を作り伝搬させる



磁場の移動方向




日震学による太陽内部の回転速度分布



http://solarscience.msfc.nasa.gov/images/internal_rotation_mjt.jpg


古典的ダイナモ理論の問題点

- ダイナモが生成する巨視的磁場と、活動領域磁場との関係が不明(増幅機構)
 - 黒点は太陽全表面積の高々1%
 - 広がった弱い磁場は対流で壊され、きれいに東西に並ぶことはない
- 日震学の与える内部回転則では、黒点帯は高緯度へ向かって移動する
- 磁場と対流の相互作用は磁束管を作る性質がある
磁束管は磁気浮力により上昇し、対流層内にとどまれない(数ヶ月で浮き上がる)



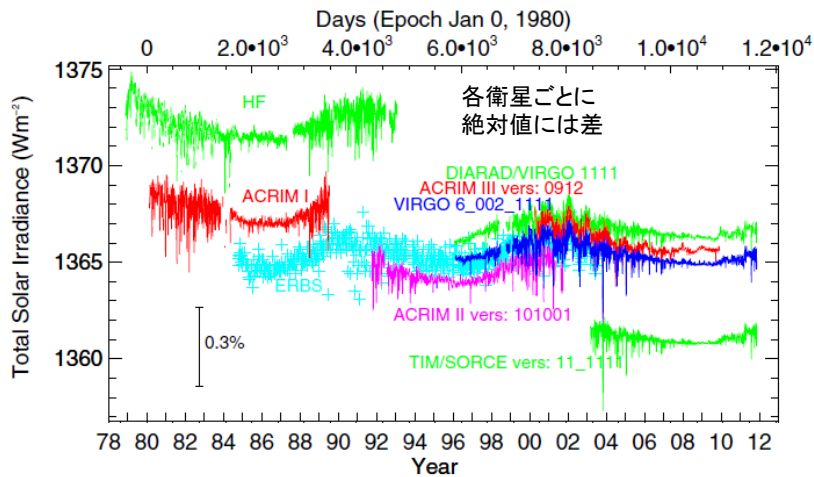
ダイナモ理論: 最近の考え方

- 磁場の増幅(ポロイダル磁場からトロイダル磁場)は対流層の底(tachocline)での速度勾配による
- 最初から強い磁場(10^5 G)として誕生し、壊れずに浮上する。対流層は通過するだけ
- トロイダル磁場からポロイダル磁場の再生には、2つの考え方
 - Interface Dynamo
 - Flux Transport Dynamo

- 
- Interface Dynamo
 - tachoclineでの α 効果により、ポロイダル磁場を生成
 - 磁場の赤道方向への移動は古典的ダイナモ理論と同じ
 - Flux Transport Dynamo
 - α 効果は表面でのコリオリ力による
 - 磁場の移送は子午面還流(meridional circulation)の効果
 - 表面では極方向(観測されている、 ~ 10 m/s)
 - 対流層底では赤道方向と仮定

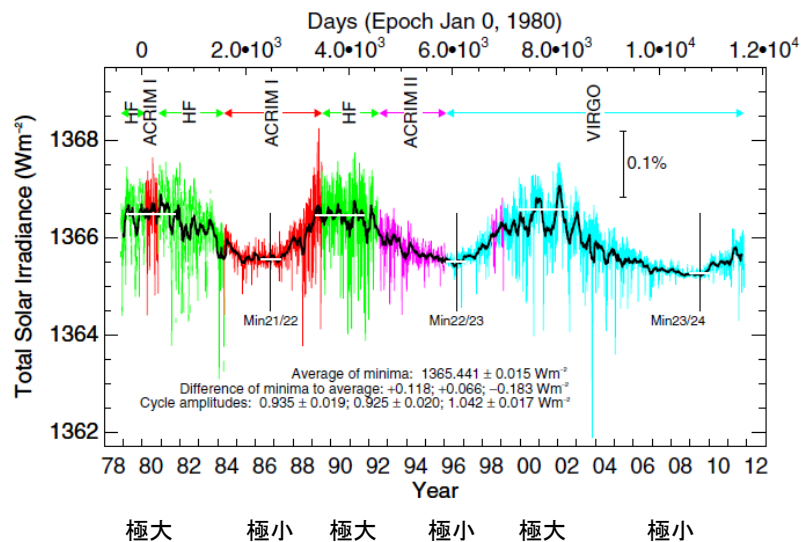
大気圏外からの太陽総放射量の精密な測定

(1970年代後半から)



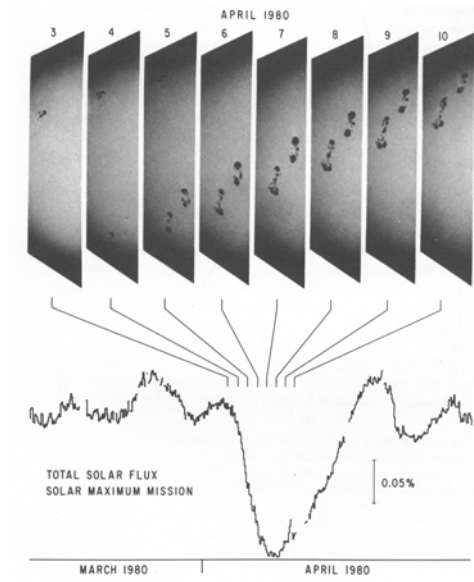
<http://www.pmodwrc.ch/pmod.php?topic=tsi/composite/SolarConstant>

太陽総放射量: スケールを合わせつなげる

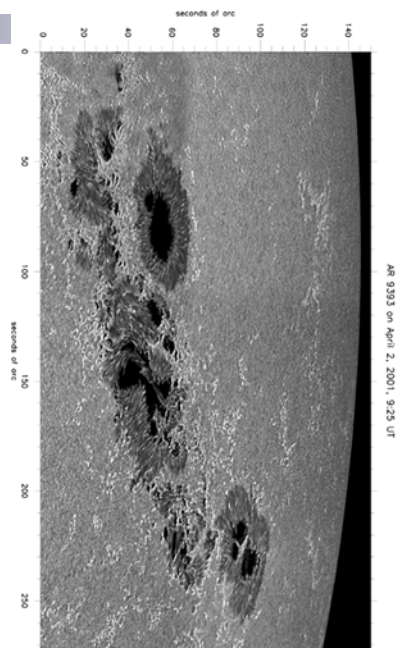
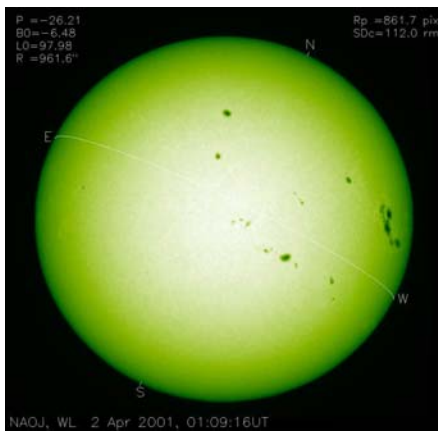


<http://www.pmodwrc.ch/pmod.php?topic=tsi/composite/SolarConstant>

黒点が見れると太陽は暗くなる



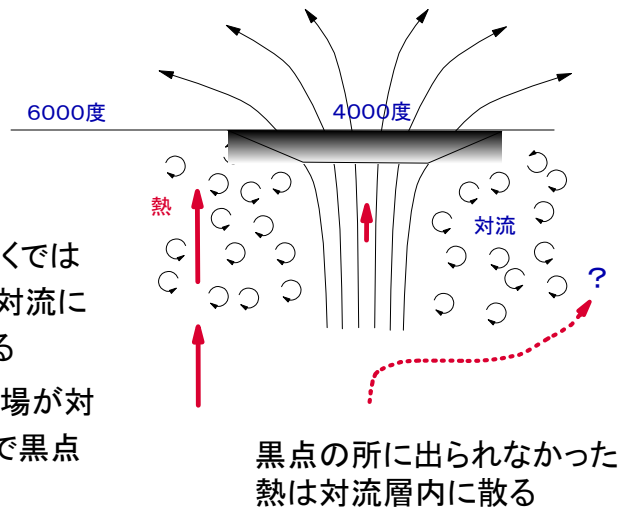
黒点と白斑 (暗い) (明るい)



credit: Dutch Open Telescope

黒点はなぜ暗いのか

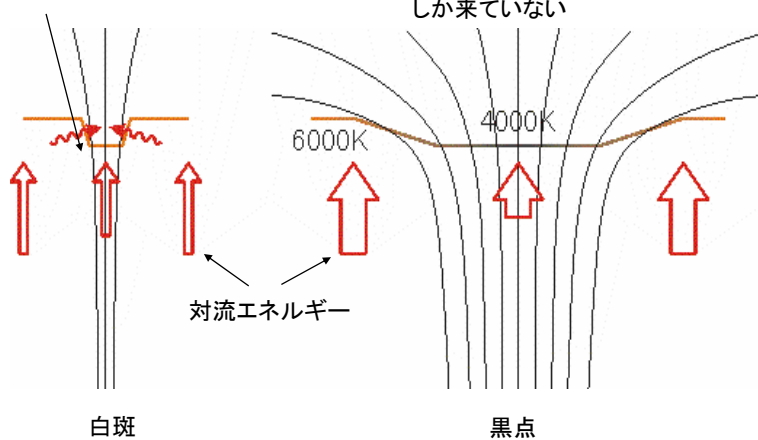
- 太陽の表面近くではエネルギーは対流によって運ばれる
- 黒点の強い磁場が対流を抑えるので黒点は暗い



小さな磁束管は斜めから見ると明るい

明るい壁から放射が抜け出る

$\left(\frac{4000}{6000}\right)^4 = 20\%$ のエネルギーしか来ていない



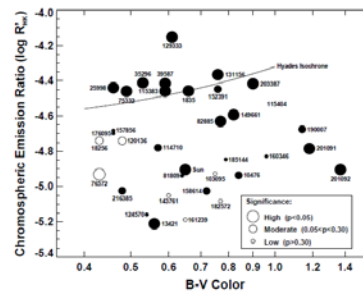
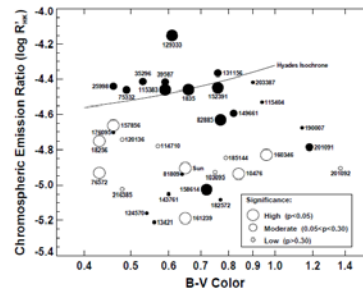
恒星の磁気活動と光度変化

■ 長期変動

- 彩層活動の増加と共に光度も上がる(太陽と同じ、古い星に多い)
- 彩層活動の増加と共に光度が下がる(黒点の暗さが勝つ)

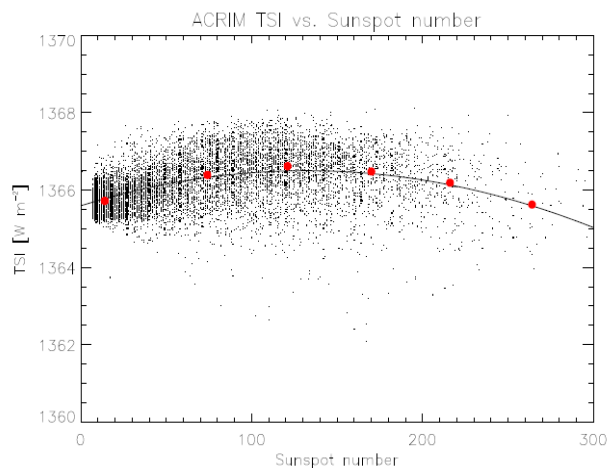
■ 短期変動

- 彩層活動の増加と共に光度は下がる: 黒点は明るい彩層(プラージュ)を伴う



Radick et al. (1998) 彩層と光球の輝度の相関が○は正、●は負

黒点数が非常に多いと、太陽は暗くなり始める

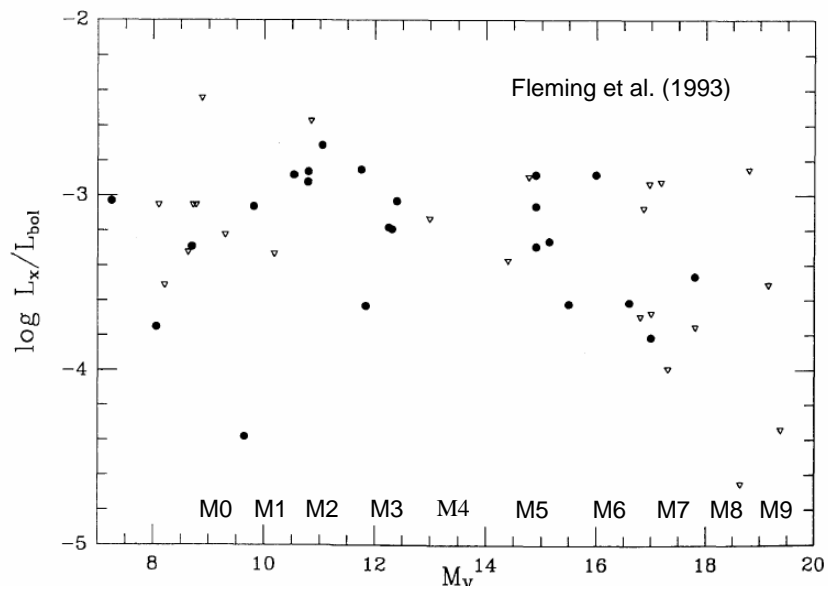


Hempelmann & Weber (2012)

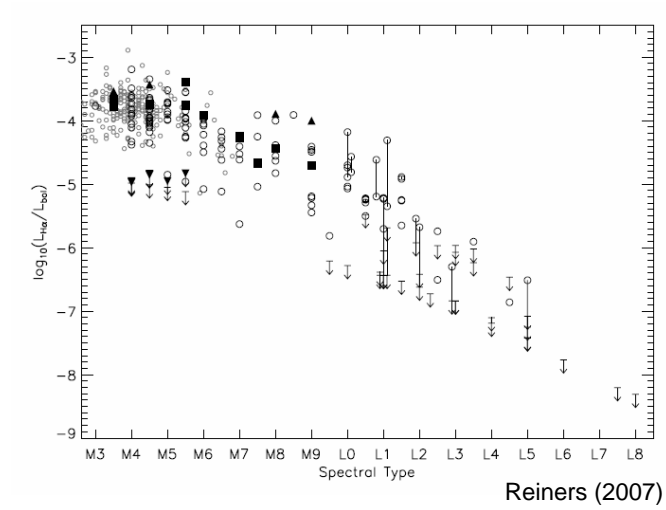
radiative coreがない晩期型星では磁気活動は減る
(境界層がなくなるから)のか？

- M3.5 (0.35 M_{\odot}) より晩期でfully convective
 - H α 、X線の活動度に大きな変化はなし
 - 磁場の形状が変わる？
対流層の α^2 ダイナモが優勢になるから

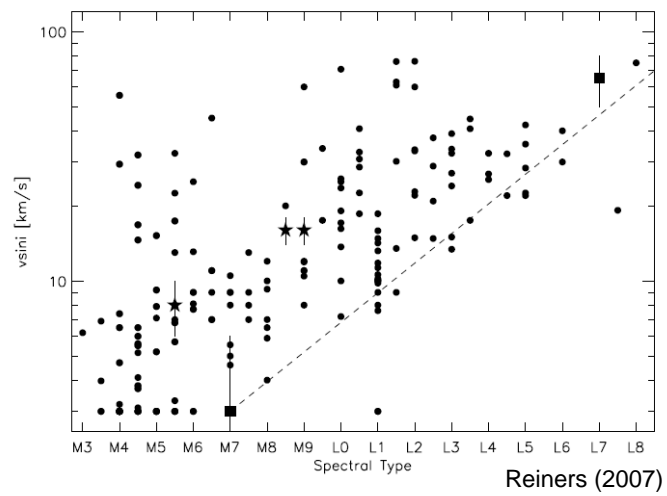
X線強度は滑らかに変化



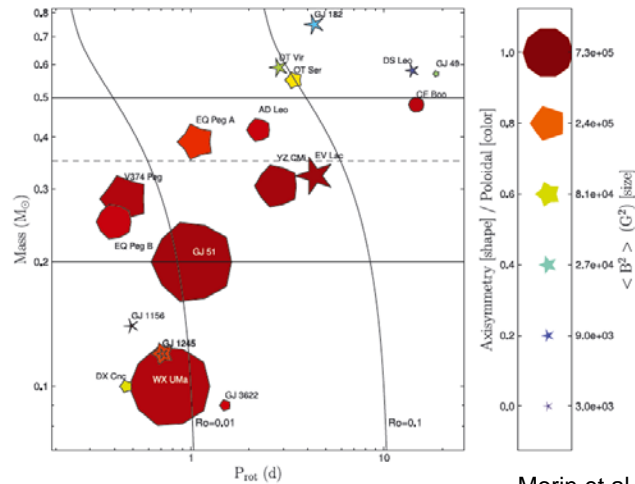
H α 線も滑らかに変化



Late Mより晩期にはslow rotatorがない



磁場の特徴変化: 一筋縄では行かない



Morin et al. (2010)

恒星の観測から得たいダイナモへのヒント

- 星の質量、自転速度の関数としての
 - 差動自転
 - 周期性を持つか否か
 - 磁場の特徴
 - 緯度分布 (黒点の出る緯度)
 - 整った磁場か、乱れた磁場か
 - 活動度
 - 周期性を持つとして
 - 周期
 - 長周期変動