

太陽型星の恒星風の運動エネルギーの飽和について

西澤 淳 (名古屋大学大学院 理学研究科 M1)

Abstract

宇宙空間のあらゆる恒星は恒星風を吹き出して質量損失をしている。太陽型星の恒星風駆動には磁気流体波動の一種である Alfvén 波が重要な役割を果たしていると考えられている。本研究では、光球表面での磁場や摂動速度の大きさを変えることにより注入する Alfvén 波の Poynting フラックスを変化させ、恒星風の運動エネルギーがどのように変化するかを磁気流体シミュレーションを用いて調べた。現在の太陽レベルから Poynting フラックスを大きくすると恒星風の運動エネルギーは急激に大きくなるが、これは彩層からコロナの領域の密度上昇による Alfvén 波の反射の抑制による効果で説明できる。しかし Poynting フラックスを大きくし続けると、今度は密度の上昇によりコロナ領域での放射損失の効果が大きくなり、エネルギーの大部分が放射損失によって逃げてしまい十分な運動エネルギーが残らなくなる。これより、光球から放出される Poynting フラックスを大きくしても恒星風の運動エネルギーが途中から大きくなりかえって減少してしまう現象が見られる。すなわち、エネルギー注入の増加と共に恒星風は飽和するということであり、Wood et al.(2005) で観測されている傾向をよく説明している。

本発表では磁気流体力学を用いて、太陽型星の光球から恒星風へのエネルギー輸送のメカニズムのモデルを構築し、シミュレーションの結果から恒星風の運動エネルギーの飽和について詳しく述べた論文 (Suzuki et al.2013) を紹介する。

1 Introduction

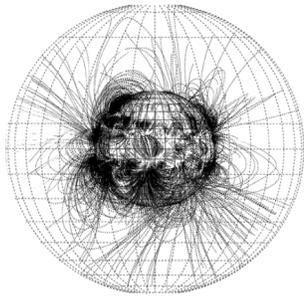


図 1: 太陽の磁場構造 (Hakamada et al.2005)

太陽では図 1 のように、閉じたループ状の磁場構造 (磁束管) と、開いたチューブ状の磁場構造が観測されており (Hakamada et al.2005)、他の恒星にも同様の構造が存在すると考えられている。恒星風は主に開いたチューブ状の構造の部分から吹き出しているため、閉じたループ状の磁場構造は考えずに開いたチューブ状の磁場構造のみを考えることにする。大質量星や漸近赤色巨星など光度の大きい星の恒星

風は輻射で駆動されているのに対し、太陽質量に近い星 (太陽型星) の恒星風は表面对流層によるエネルギーが何らかの過程で上空に輸送されて駆動されていると考えられており、光球表面での乱流運動はフレアや物質の流出の原因となっている。

Wood et al.(2005) の観測によると、星の放出する X 線フラックスが大きくなると恒星風の運動エネルギーはそれにしたがって増加するが、途中で増加が止まり (飽和)、更に X 線フラックスが大きくなるとかえって運動エネルギーは減少してしまうという奇妙な現象が起こる。今回は磁気流体シミュレーションを用いて、このような恒星風の飽和現象を理論的に示せるかどうかを調べる。

2 Methods

本研究では、太陽と同じ質量、半径、有効温度 ($M = M_{\odot}$, $r_0 = R_{\odot}$, $T_{\text{eff}} = 5780K$) を持つ主系列星からの恒星風について調査する。また光球表面における密度と音速は、 $\rho_0 = 10^7 g/cm^3$, $c_s =$

6.31km/s ($T_{\text{eff}} = 5780\text{K}$ から導いた) とし、外側の境界は $r \approx 30r_0$ とする。

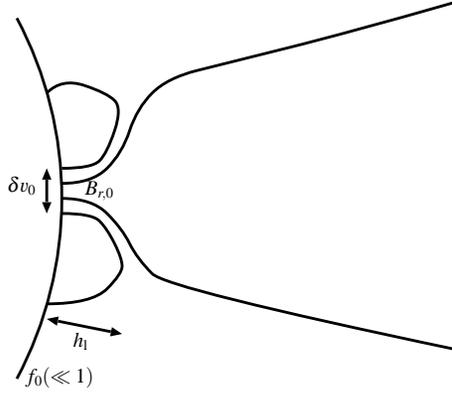


図 2: 光球の磁場構造

図 2 は光球の磁場構造を詳しく示している。閉じたループ状の磁場構造の高さ h_l を超えると開いたチューブ状の磁束管が一気に広がっているのがわかる。 B_r はある高さ r での磁場の大きさを $B_{r,0}$ は光球表面での磁場の大きさである。 $f(r)$ はある高さ r での表面積中の開いたチューブ状の磁場構造が占める割合であり、 f_0 は光球表面での $f(r)$ で $f_0 \ll 1$ である。今回は閉じたループ状の磁束管を考えないためこれを導入した。このとき磁束は保存して

$$B_r f(r) r^2 = B_{r,0} f_0 r_0^2 \quad (1)$$

である。また δv_0 は光球の r 方向に垂直な方向の摂動速度で、これにより磁力線が揺らされる。シミュレーションではこの 4 つの変数の値を変動させる。後述するが、 $B_r, f_0, \delta v_0$ は光球で注入されるエネルギーの大きさを決め、 h_l は Alfvén 波の彩層での反射に関係する。光球表面からは r 方向に Alfvén 波が吹き出し、Poynting フラックス F_A をもっている。今回行うシミュレーションでは、光球表面からは Alfvén 波のみを注入し、この Alfvén 波の Poynting フラックスが恒星風の運動エネルギーへと変換されていく過程を精査する。 F_A に高さ r での開いたチューブ状の磁束管の閉める表面積で表面積分するとチューブ状の磁束管から吹き出る単位時間当たりの Alfvén 波のエネルギー (光度;erg/s の次元を持つ) が導ける。

$$L_A(r) f(r) = 4\pi r^2 f(r) F_A(r) \quad (2)$$

今後これを $(L_A f)_r$ と記述する。

注入された Alfvén 波の Poynting フラックスは最終的な恒星風の運動エネルギーに変換されるまでに様々な減衰過程を受ける。星の質量損失率を

$$\dot{M} = 4\pi r^2 f \rho v_r \quad (3)$$

と表わすと、減衰した後の最終的な恒星風の運動エネルギーは

$$\begin{aligned} L_K(r) f(r) &= \dot{M} \frac{v_r^2}{2} = 4\pi r^2 f(r) \rho v_r \frac{v_r^2}{2} \quad (4) \\ &= 4\pi r^2 f(r) F_K(r) \quad (5) \end{aligned}$$

と表わされる。ここで F_K と L_K は運動エネルギーフラックスと単位時間あたりに r を通過する運動エネルギー (光度;erg/s の次元を持つ) である。

今回、外側の境界 ($r_{\text{out}} = 30r_0$) を単位時間に通過する運動エネルギー $L_K(r_{\text{out}}) f(r_{\text{out}}) = L_K(r_{\text{out}}) (f(r_{\text{out}}) = 1)$ が光球で注入されるエネルギー $(L_A f)_0$ からどのように決まるのかを知りたい。

光球で注入されるエネルギーフラックスは以下のように表わすことが出来る。

$$F_{A,0} = \rho_0 \langle \delta v_0^2 \rangle v_{A,0} \quad (6)$$

ここで $v_{A,0}$ は光球表面での Alfvén 速度であり、位置 r のときは $v_A = \frac{B_r}{\sqrt{4\pi\rho}}$ である。

したがって、光球に注入される Alfvén 波の光度は

$$(L_A f)_0 = 4\pi r_0^2 f_0 \rho_0 \langle \delta v_0^2 \rangle v_{A,0} \quad (7)$$

$$= 4\pi r_0^2 f_0 \rho_0 \langle \delta v_0^2 \rangle \frac{B_r}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (8)$$

と表わすことが出来る。

図 3 は注入されたエネルギー $(L_A f)_0$ の最終的な恒星風の運動エネルギー $L_K(r_{\text{out}})$ になるまでに受けるエネルギーの減衰過程を示している。光球から放出された Alfvén 波 (エネルギー $(L_A f)_0$) は彩層を通過してコロナへ向かう。しかし彩層からコロナへの遷移領域付近では急激な密度減少が起こり、Alfvén 速度 v_A は急激に増加する。これによって Alfvén 波の一部は反射してしまい、これによって最初のエネルギー $(L_A f)_0$ は減少する。このとき反射されずに彩層を通過するエネルギーを $(L_A f)_{\text{tc}}$ とする。ただし彩層の

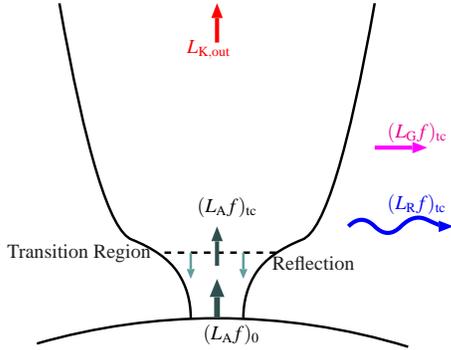


図 3: エネルギーの減衰過程

頂上を温度が $T = 2 \times 10^4 \text{K}$ になる位置 $r = r_{tc}$ とした。この通過するエネルギーを透過率 c_T を用いて

$$(L_A f)_{tc} = c_T (L_A f)_0 \quad (9)$$

と表すことにする。

彩層を通過した後は、 $r = r_{out}$ で運動エネルギーに変換されるまでに熱放射と重力損失によってエネルギーを失う。熱放射するエネルギー量は $(L_R f)_{tc}$ と書いて

$$(L_R f)_{tc} \equiv 4\pi \int_{r_{tc}}^{r_{out}} q_R r^2 f dr \quad (10)$$

である。ここで $q_R (\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1})$ は冷却率であり、高度が高い領域では $q_R \propto \rho^2$ である。

また、重力損失するエネルギーは $(L_G f)_{tc}$ と書いて

$$(L_G f)_{tc} \equiv \dot{M} \frac{GM}{r_{tc}} \quad (11)$$

である。よって、彩層を通過した後に r_{out} まで残る最終的な恒星風の運動エネルギー $L_{K,out}$ は

$$L_{K,out} \approx (L_A f)_{tc} - (L_R f)_{tc} - (L_G f)_{tc} \quad (12)$$

である。以上、様々なエネルギーの減衰過程を説明した。次の節では様々な $(L_A f)_0$ のとき $L_{K,out}$ がどのように振る舞うか、磁気流体力学の基礎方程式に熱伝導と放射冷却を取り入れて作成した数値シミュレーション (Suzuki&Inutsuka 2005) を使用して調べる。

3 Results

光球で注入されるエネルギー $(L_A f)_0$ と最終的な恒星風の運動エネルギー $L_{K,out}$ の関係を、変換効率

c_E を用いて次のように表す。

$$L_{K,out} = c_E (L_A f)_0 \quad (13)$$

シミュレーションで変動させる 4 つの変数のうち、 $B_{r,0}, f_0, \delta v_0$ は注入エネルギー $(L_A f)_0$ の値を決定する。 h_l は注入するエネルギーを直接決定する訳ではないが、彩層での Alfvén 波の反射に影響し c_E の大きさに影響を与える。また、 $B_{r,0}$ と f_0 をかけた値 $B_{r,0} f_0$ は $f(r) = 1$ のある程度外側の領域での磁場の大きさを決める。

4 つの変数の値を変動させ、様々な $(L_A f)_0$ のときの $L_{K,out}$ を求めた。その結果が図 4 である。

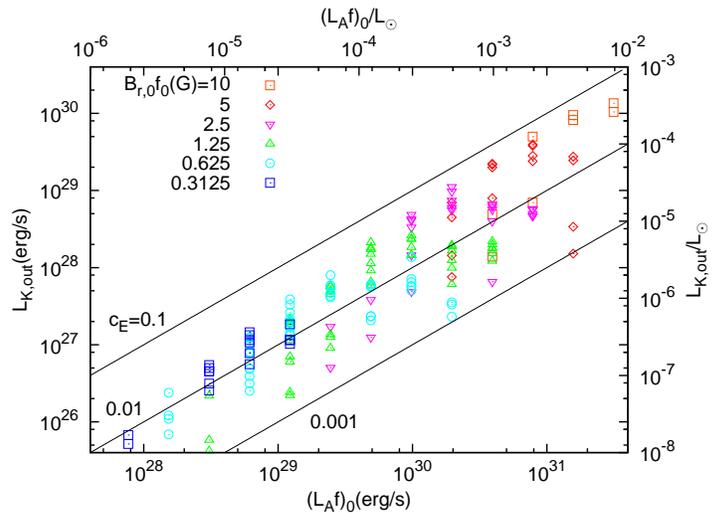


図 4: シミュレーションの結果

同じ $B_{r,0} f_0$ の場合を色分けした。斜めの直線は変換効率 c_E が $c_E = 0.1, 0.01, 0.001$ で一定な場合を示している。右と上の軸は太陽光度で規格化したものである。

図 4 のある 1 つの色のデータ点に着目すると、はじめに $(L_A f)_0$ が上昇すると $L_{K,out}$ が急激に上昇して、 c_E が急激に上昇していることがわかる。しかし $(L_A f)_0$ を大きくし続けると途中から $L_{K,out}$ の上昇が止まり、かえって減少して、 c_E も減少していることがわかる。これが恒星風のエネルギーの飽和であり、シミュレーションでも飽和を確認することが出来た。

前者の急激な上昇は、 δv_0 を大きくしたため磁気圧が増加し、彩層での密度の r 変化が小さくなり、結

果として Alfvén 速度の変化が緩やかになり、Alfvén 波の反射が抑制されたためである。

4 Discussion

今回のシミュレーションの結果と Wood et al.(2005) での実際の観測結果を図 5 で比較する。

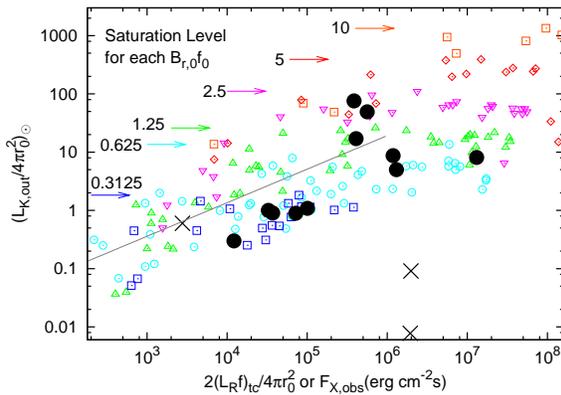


図 5: 観測結果との比較

横軸は Wood et al.(2005) で観測されたフラックス F_X である。シミュレーションの結果と比較するために、シミュレーションでの放射損失 $(L_R f)_{tc}$ のフラックスを 2 倍した値を F_X と等しいとした(今回無視した閉じたループ状の磁束管の影響を近似的に取り入れるためである)。縦軸は恒星風の運動エネルギーフラックスを太陽レベルで規格化したものである。黒い大きな点は Wood et al.(2005) で観測された主系列星を示して、 \times マークは赤色巨星を示している。また、 $B_{r,0} f_0$ の値によって色分けした(図 4 と一緒)。色付きの矢印はそれぞれの $B_{r,0} f_0$ での飽和する値の場所を示している。斜めの直線はシミュレーション結果を $F_X < 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ の範囲でフィッティングしたものである。

図 5 を見ると Wood et al.(2005) の観測結果の周辺にシミュレーションの結果が散らばっていることから、Wood et al.(2005) で観測されている恒星風の飽和現象を、理論的に説明できていると言えるだろう。

5 Conclusion

太陽型星の恒星風に注入されるエネルギーは、彩層における Alfvén 波の反射、放射損失、重力損失によって減衰を受けるとして磁気流体シミュレーションを実行したところ Wood et al.(2005) の観測結果と類似し、注入するエネルギーを大きくしすぎると恒星風の運動エネルギーは飽和してしまうことを理論的に示すことが出来た。

今後の私の展望としては、太陽型星ではなく大質量星や小質量星の場合は恒星風のエネルギーはどのようになるか数値シミュレーションを用いて研究を進めていきたいと考えている。

Reference

- Hakamada, K., Kojima, M., Ohmi T., Tokumaru, M., & Fujiki, K. 2005, Sol. Phys., 227, 387
- Suzuki, T.K. & Inutsuka, S. 2005, ApJL, 632, L49
- Suzuki, T.K. & Inutsuka, S. 2006, J. Geophys. Res., 111, A06101
- Suzuki et al. 2013, submitted to PASJ (arxiv:1212.6713)
- Wood et al. 2005, ApJL, 628, L143