太陽内部熱対流の非局所性に関する考察

政田洋平

愛知教育大学 教育学部理科教育講座

INTRODUCTION

太陽対流層の底と表面には6桁以上に及ぶ密 度差が存在するため,対流層には100Mmのジ ャイアントセルから,1000Kmサイズの粒状斑 まで,様々なスケール(マルチスケール)の対 流渦が混在していると考えられている。これは 対流セルのサイズが,局所的な圧力スケール長 に依存して決まるとする「混合距離理論」に基 づく描像である(図1)。



図1.太陽のマルチスケール熱対流描像

このような太陽熱対流のマルチスケール描像 や,その根拠を与える混合距離理論の正しさは, 光球や対流層浅部での対流スペクトルを調べ ることで,観測的に検証できると信じられてい る (Hathaway et al. 2010) 。しかし実は,理 論的に期待されるような対流スペクトルは,観 測では見つけられていないのが現状である。

太陽熱対流における観測と理論の間の不整合 の中で,現在特に問題になっているのは,ジャ イアントセルの存在が期待される空間スケー ル [O(100)Mmの波長域近傍] に,その証拠を 見つけることができない点である (eg.,Hathaway et al. 2015)。 混合距離理論は光球直下 で約 100m/sec の速度を持つジャイアントセ ルの存在を予言するが, 実際にはそれより 2 桁 小さな対流速度しか観測できないと主張する 研究結果も存在する (Hanasoge et al. 2012)。 これらの観測結果は, 対流層深部に対流の駆 動スケールが存在しないこと, つまり太陽熱対 流が局所的な super-adiabaticity ではなく, 非 局所的な太陽表面での冷却によって駆動され ている可能性を示唆する (e.g., Spruit 1997; Cosette & Rast 2016; Nelson et al. 2018)。 冷却によって駆動される熱対流は図 2 のように プルーム状の形態をとり, 断熱的な大気を「慣 性」に従って落ちていく (Brandenburg et al. 2016)。



図 2. 冷却駆動のプルーム熱対流

SETUP & RESULT

対流層のエントロピー分布の違いが表層スペ クトルに及ぼす影響を定量的に理解するため に, MHD 熱対流シミュレーションを使って, 局 所駆動型と非局所駆動型(冷却駆動型)の熱対 流モデルの違いを調べた。

図1と2の左側の青線は,両モデルのエント ロピー分布の概略図である。局所駆動型のモデ ルは,対流層全域が対流不安定(エントロピー 勾配が全域で負: polytrope 指数 m=1.4995) である一方, 冷却駆動型のモデルは, 表層冷却 を模擬し, 対流層上部のみが対流不安定(断熱 領域は m=1.5, 冷却層は m=1.4995) になる よう設定している。

図3は計算の結果得られた,対流層表面[(a)と (b)]と垂直断面[(c)と(d)]でのエントロピー擾 乱の分布である。冷却駆動型のモデルは,小さ な対流セルが支配的であるのに対し,局所駆動 型のモデルは対流層底部の圧力スケール長で 特徴づけられるような大きな対流セルが顕著 に成長していることがわかる。

垂直断面からは、対流層全体のプラズマの動 きが見てとれる。冷却駆動型のモデルの場合、 表面でエントロピーを失った冷却プルームが 対流層深部を貫いて落ちていく。一方、局所駆 動型のモデルでは対流層全域が不安定になり、 対流混合が起きていることがわかる。 両モデルの,運動エネルギーと磁気エネルギ ーのスペクトルを図4に示した。冷却駆動のモ デルの場合,確かにジャイアントセル付近にス ペクトルの盛り上がりは現れず,観測と整合的 になることがわかった。

本研究ではMHD計算を行なっており,図4の ように表面磁場のエネルギースペクトルの情 報も得られている。両モデルの磁気エネルギー スペクトルの間の顕著な違いを見出し,太陽表 面観測へフィードバックすることで,太陽内 部熱対流の駆動メカニズムを理解するため足 がかりを得ることが次の目標である。

REFERENCE(S)

- [1] Spruit (1997), MmSAI, 68, 397
- [2] Hathaway et al. (2015), ApJ,811,105
- [3] Cosestte & Rast (2016), ApJL,829,L17
- [4] Nelson et al. (2018), ApJ,859,117

