

初代星によって生成される磁場とその星形成への影響

甲南大学 M2 土井 健太郎

Abstract

これまでの研究から初代星の質量は $100M_{\odot}$ 程度だと考えられているが、現在の典型的な星の質量は $1M_{\odot}$ 程度であることがわかっている。このように星形成が大質量星形成から通常の星形成に移行してきた要因の1つとして磁場強度が考えられる。観測から現在の銀河中には μG 程度の磁場が存在していることがわかっているが、初期宇宙の磁場の強度はまだわかっていない。さまざまなモデルにより予想されている初期宇宙の磁場強度はいずれも現在の磁場と比較すると弱かったと考えられているが、その中でも比較的強い磁場を预言する理論がある。この理論により見積もられている強度の磁場が存在すると星形成に影響を及ぼすという研究がなされており、初期宇宙においても磁場強度は星形成を考える上で重要になる。また、それらの理論から初代星の周囲では磁場が生成されることが予想される。そのため初代星によって生成される磁場の強度を計算し、星形成への影響を調べた。本研究では輻射流体計算を行い、生成される磁場の強度を計算した。また、生成された磁場の星形成への影響を議論する。

1 Introduction

初代星は理論的研究から、現在の星とは異なり、非常に重い ($\sim 100M_{\odot}$) と予想されている (e.g., [3, 9])。現在の星形成との違いとしては主に重元素量と磁場の強度の2つの原因が考えられる。

初代星は、重元素がない原始ガスから出来るため、重元素による冷却が効かず、非常に重たい星になると考えられている。理論的研究から、重元素量が $\sim 10^{-5} - 10^{-6} Z_{\odot}$ を超えると通常の星形成に移行すると考えられている [12, 10]。そのため、重元素量は星の進化に大きく影響する。

磁場強度による星形成への影響は、いくつかの研究がなされている。それらの研究によると、ガスの数密度が $n_{\text{H}} = 10^3 \text{cm}^{-3}$ での磁場が、 $B > 10^{-9} \text{G}$ となると、双極分子流が生じ [7] $B > 10^{-9} \text{G}$ となると、磁気回転不安定性が降着円盤内で働く [14] ことがわかっている。また、原始ガス雲の回転エネルギーと同程度のエネルギーの磁場が存在するとガス雲の分裂を抑制するということがわかっている [8]。つまり、磁場の強度も星形成に大きく影響することが予想される。

しかし、宇宙初期での磁場強度はまだわかっておらず、さまざまなモデルにより予想されている。Biermann battery [2] によって、初代星形成 [15] や再電離 [5] の間に生成するモデル、QSOs

や初代星などの明るい光源からの輻射により磁場を生成するモデル [6, 1] がある。Gnedin et al. (2000) では本研究と同様に初代星により作られる磁場の強度を計算しているがこれは宇宙論的な計算を行っており、今回興味があるようなジーンズスケール以下の磁場強度を計算できてはいなかった。そのため、星形成のスケールでの磁場はさらに強い磁場が発生する可能性があり、星形成に影響することも考えられる。

本研究は初代星の周囲で生成される、磁場強度を計算し、その後の星形成への影響を調べた。初代星の周りでは Biermann battery と輻射による磁場生成の効果によって磁場が生成されると考えられる。Ando et al.(2010) では、輻射による磁場の生成の効果のみを計算していたが本研究では、Biermann battery と輻射による磁場の生成の両方のプロセスにより発生する磁場を計算した。

2 Method & Model

Ando et al.(2010) から、本研究で考える初代星による磁場生成の式は

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \frac{c}{en_e^2} \nabla n_e \times \nabla p_e - \frac{c}{e} \nabla \times \mathbf{f}_{\text{rad}} \quad (2.1)$$

となる。 \mathbf{B} は磁束密度、 \mathbf{v} は流体の速度、 e は電気素量、 n_e 、 p_e は電子の数密度と圧力、 \mathbf{f}_{rad} は1個の電子に働く輻射圧。右辺第2項は、Biermann battery による磁場生成の項、右辺第3項は輻射圧による磁場生成の項になっている。

電子に働く輻射圧 \mathbf{f}_{rad} は、Ando et al.(2010) と同様に、トムソン散乱による寄与と、光電離の過程での電子への運動量輸送による寄与の2つのプロセスを考えた。

流体の基礎方程式は以下ようになる。連続の式

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (2.2)$$

運動方程式

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (2.3)$$

エネルギー方程式

$$\frac{Dp}{Dt} = (\gamma - 1)(G - L) - \gamma p \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (2.4)$$

状態方程式

$$p = (\gamma - 1)\rho\epsilon \quad (2.5)$$

。 ρ 、 p 、 \mathbf{v} 、 ϵ は、流体の密度と圧力、速度、単位質量あたりのエネルギー、 γ は比熱比。 G は heating rate、 L は cooling rate。本研究で考える初代星の周囲のガスでは、圧力勾配に対して重力と輻射圧は小さいので、考慮しない。また、磁場も非常に弱いため、磁場による流体へのフィードバックは無視した。

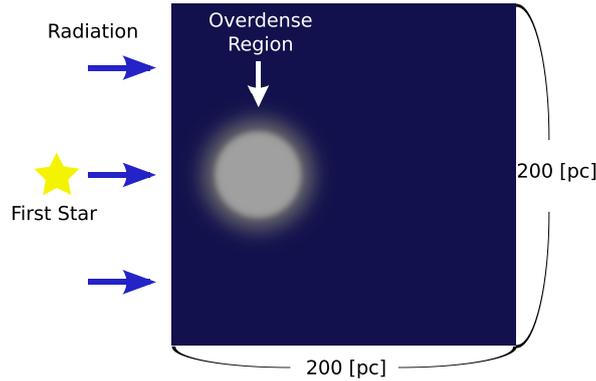


図1 計算領域の模式図

2.1 Setup

光源からの輻射により電離していくガスを考える。 $z \sim 20$ とし、ガスは中性水素、IGMでの初期のガスの数密度は、このredshiftでの値、 10^{-2} とした。図1に示しているように、計算領域は $200\text{pc} \times 200\text{pc}$ で計算した。光源は質量 M_* の初代星とした。光源からの輻射は領域に左端から垂直に入射していると考えた。光源からの距離 D 、数密度 $n_0\text{cm}^{-3}$ のコアを置き、光源の質量 M_* と D と n_0 を変え、計算した。コアの半径は 25pc とし、その周りはコアの中心からの距離 r に対して、 $n \propto r^{-2}$ のエンベロープを置いた。初期温度は 10^2K 。

3 Result

まず、光源は $500M_\odot$ ($t_{\text{age}} = 2 \times 10^6\text{yr}$ [11])とする。図2は $n_0 = 10\text{cm}^{-3}/D = 200\text{pc}$ の 2Myr での結果である。初代星の輻射は図の左から右に進み、中性ガスが電離されて、衝撃波面がコアの中を伝わり、コアのガスを掃き集めている。その後ろに電離波面が続いている。図2によると、主に衝撃波面から電離波面の間で強く磁場は生成されていることがわかる。これは、温度が衝撃波面まで加熱が進んでいるのに対し、電子の数密度は電離波面までしか電離が進んでいないことにより、傾きの方向が一致していないためである。このときのピークの磁場強度の時間変化を図3に示している。図3によると、磁場強度は $\sim 10^{-17}\text{G}$ に達していることがわかる。そして、これは主に Biermann battery によりつくられており、輻射による磁場生成の効果より1桁ほど強くなっていることがわかる。

また、 $n_0 = 10\text{cm}^{-3}/D = 200\text{pc}$ で光源の初代星の質量を、 $500M_\odot$ 、 $300M_\odot$ 、 $120M_\odot$ 、 $60M_\odot$ 、 $25M_\odot$ にかえて、それぞれ光源の寿命まで計算した結果を図4に示している。図から、光源が低質量なものは生成される磁場が弱くなっていることがわかるが、どれも 10^{-18}G - 10^{-17}G 程度になっている。これは、低質量な星ほど、中性ガスを電離するのに時間がかかり、磁場の成長が遅くなっているが、低質量な星は寿命が長くなるため、磁場の成長する時間があるからである。そのため、

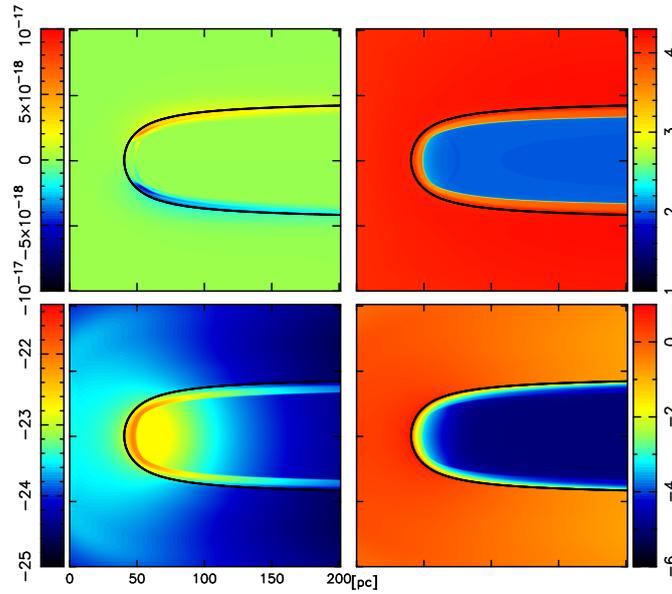


図 2 2Myr での結果 ($n_0 = 10\text{cm}^{-3}$, $D = 200\text{pc}$)。左上が磁場強度、左下が密度、右上が温度、右下が電子の数密度

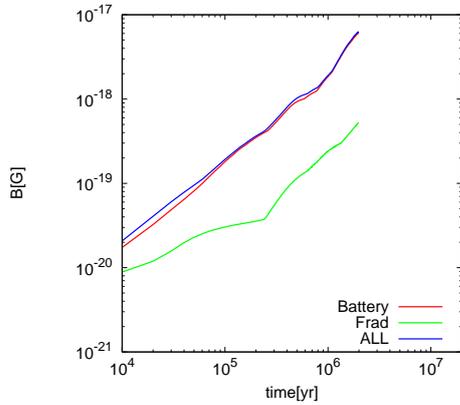


図 3 磁場の時間進化 ($n_0 = 10\text{cm}^{-3}$, $D = 200\text{pc}$)。赤線が Biermann battery のみ、緑線が輻射による磁場生成のみ、青線が両方の効果により生成された磁場。

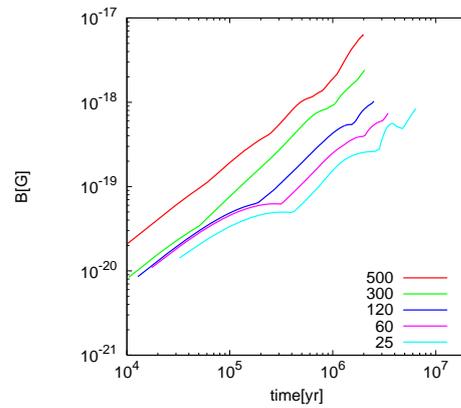


図 4 さまざまな質量の光源での磁場の時間進化 ($n_0 = 10\text{cm}^{-3}$, $D = 200\text{pc}$)

光源の初代星がどのような質量でも生成される磁場強度はあまり変化しないことがわかった。また $n_0 = 1\text{cm}^{-3}/D = 2\text{kpc}$ 、 $n_0 = 10\text{cm}^{-3}/D = 2\text{kpc}$ 、 $n_0 = 1\text{cm}^{-3}/D = 200\text{pc}$ でも計算した結果、最大で $\sim 10^{-17}\text{G}$ の磁場が生成されることがわかった。

4 Summary

私たちは初代星により発生する磁場の強度を、リーズナブルな範囲でパラメーターを変化させ、計算した。その結果、主に Biermann batter により、最大で $\sim 10^{-17}\text{G}$ の磁場が発生することが分かった。また、本研究で初代星近傍のハローで生成された磁場は $\sim 10^{-17}\text{G}$ であるが、これを、初代星の形成中に生成される磁場を計算した、Xu et al.(2008) の計算結果と比較すると、同程度の値になっている。その後ハローが収縮し磁場が増幅される過程が Xu et al.(2008) と同様だとすると、 $10^3[\text{cm}^{-3}]$ での磁場は $\sim 10^{-13}\text{G}$ になると考えられる。しかし、双極分子流や MRI が発生する為には $10^3[\text{cm}^{-3}]$ で 10^{-10} - 10^{-9}G の磁場が必要となるため、生成された磁場は星形成に影響を及ぼさないと考えられる。

参考文献

- [1] Ando, M., Doi, K., & Susa, H. 2010, ApJ, 716, 1566
- [2] Biermann, L. 1950, Zs. Naturforsch., 5a, 65
- [3] Bromm, V., Coppi, P. S., & Larson, R. B. 2002, ApJ, 564, 23
- [4] Fukugita, M., & Kawasaki, M. 1994, MNRAS, 269, 563
- [5] Gnedin, N.Y., Ferrara, A., Zweibel, E.G. 2000, ApJ, 539, 505
- [6] Langer, M., Puget, J., Aghanim, N. 2003, Phys. Rev D, 67, 43505
- [7] Machida, M.N., Omukai, K., Matsumoto, T., Inutsuka, S. 2006, ApJ, 647, L1
- [8] Machida, M. N., Matsumoto, T., & Inutsuka, S.-i. 2008, ApJ, 685, 690
- [9] Nakamura, F., & Umemura, M. 2001, ApJ, 548, 19
- [10] Omukai, K., Tsuribe, T., Schneider, R., & Ferrara, A. 2005, ApJ, 626, 627
- [11] Schaerer, D. 2002, A&A , 382, 28
- [12] Schneider, R., Ferrara, A., Salvaterra, R., Omukai, K., & Bromm, V. 2003, Nature, 422, 869
- [13] Shapiro, P. R., & Kang, H. 1987, ApJ, 318, 32
- [14] Tan, J. C., & Blackman, E. G. 2004, ApJ, 603, 401
- [15] Xu, H., O'Shea, B., Collins, D., Norman, M., Li, H., & Li, S. 2008, ApJ. 688, L57