

星形成の重力収縮過程における磁場の役割

富 阪 幸 治

〈国立天文台理論研究部 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

e-mail: tomisaka@th.nao.ac.jp



星間磁場は、天体現象のさまざまな領域で重要な役割を果たすが、星形成過程も例外ではない。星間雲が重力収縮を起こすかどうかは磁束と質量の比によって決まっているし、星形成過程で生じる双極分子流などのアウトフローを駆動する原因にもなっている。入れ子状格子法などの高い空間分解能をもつ方法によって、双極分子流は中心に水素分子コア（第1コア）が形成された後速やかに形成されることがわかった。このアウトフロー現象は星の角運動量が過剰になることを防ぎ、遠心力が働かずにガスが収縮し続けるのもそのためである。また、この第1コアの分裂、収縮にも磁場は重要な役割を果たしており、進化は角速度と磁束の比によっており、分裂を妨げる効果をもつことが、シミュレーションによって示されている。これから始まるALMA時代の星形成研究は、シミュレーション研究との比較により、こうした磁場の働きを手取るように理解することができるころにきている。

1. はじめに

磁場は宇宙のさまざまなスケールで重要な役割を果たしている。太陽や恒星の活動性の源泉であり、宇宙ジェットの起源であるとも考えられている。分子雲が収縮し星が生まれるプロセスにも星間磁場が重要な役割を果たしている。まずそれを見てみよう。

2. 超臨界・準臨界雲？

星の形成過程は重力の効果によって、密度 $\rho \sim 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$ 程度のガスが収縮し、ついには星の密度 $\rho \sim 1 \text{ g cm}^{-3}$ にまで達する現象である。星間雲に働いている力の釣り合いを考えるとガスの圧力、遠心力（回転している場合）、磁場のローレンツ力が、雲を収縮させようとする重力と対抗している。磁場の力が十分強ければ重力に対抗することができて、力の釣り合いが達成できる（つまり重力が勝つわけでないので、星形成は起きな

い）。この釣り合いを考えてみよう。星が生まれているような星間雲（数密度が $10^4 \text{ cm}^{-3} < n < 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ）のガスは温度 10 K 程度で等温と考えてよい。そうすると重力と釣り合うために圧力を高めようとして密度を上げると、重力が強まってしまうことになる。その結果、熱圧力で支えられる質量にはよく知られたジーンズ質量という上限がある。もう少し正確に、外から圧力 p_{ext} が加わった等温（音速 c_s ）のガスの力学釣り合い形状を求めると図1のようになり¹⁾、磁場があったときには磁力線に対して垂直な方向に伸びた円盤の形状となる。これは磁場によるローレンツ力が磁力線と垂直方向すなわち星間雲の動径方向に働くが、磁場の方向には働かないことによっている。二つの星間雲は同じ音速（温度）、外圧、磁束（ Φ_B : 磁束密度×面積）をもっているが、質量が異なっており、 $c_s^4/p_{\text{ext}}^{1/2}(4\pi G)^{3/2}$ を単位として 89.9（左）、76.2（右）となっている。左の状態はこの磁束をもつ星間雲が支えられる最大の質量 M_{cr} の場合に相

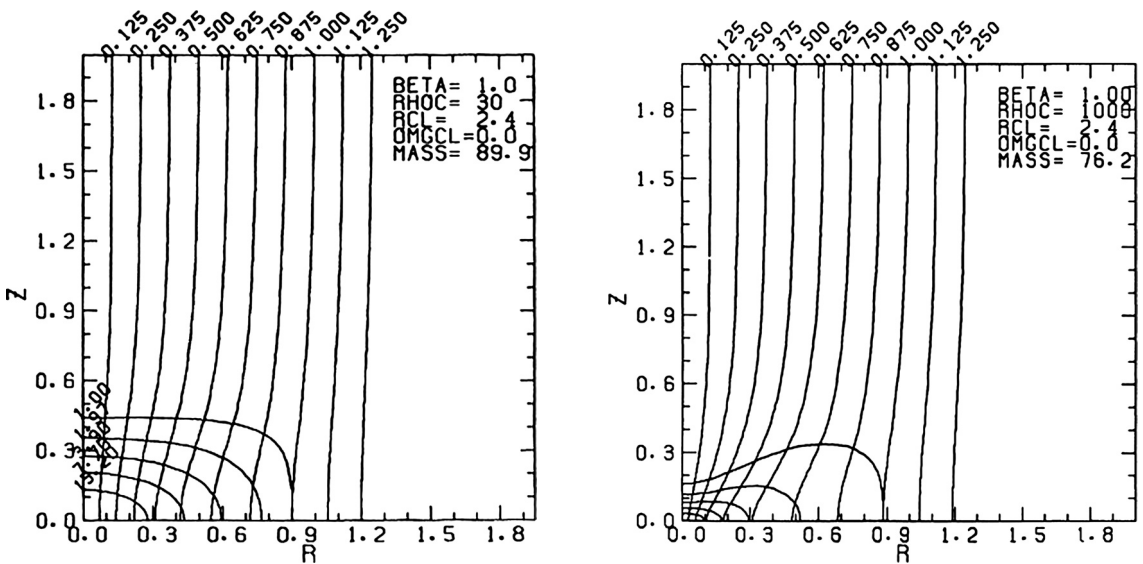


図1 同じ磁束, 同じ表面圧力をもつ軸対称な等温星間雲の構造. 縦に貫いているのは磁力線, 左下の線は密度の等高線で(左)中心と表面の密度比が10倍, (右)1,000倍の場合. 左は安定で, 右は不安定であることがわかっている¹⁾.

当している. この最大の質量は磁場なしの球対称の雲のそれ $M_{BE}=52$ (これはある意味前述のジーンズ質量だが, より正確なものとして Bonnor-Ebert 質量と呼ばれている) に比べると磁場の効果で増えており, その差はほぼ $M_{\phi} = \Phi_B / 2\pi G^{1/2}$ にあたる. つまり, おおざっぱにいて $M_{cr} = M_{BE} + M_{\phi}$ と書けることになる^{*1}. $M_{\phi} \gg M_{BE}$ の場合は $M_{cr} = M_{\phi}$ であるから, 質量と磁束の比 $G^{1/2}M / \Phi_B$ (これは面密度と磁束密度の比 $G^{1/2}\sigma / B$ に等しい) の値が $1/2\pi$ より小さいか大きいかによって, 磁場によって支えられる ($M < M_{cr}$ 準臨界 subcritical 雲) か支えられない ($M > M_{cr}$ 超臨界 supercritical 雲) かが, 分かれることになる.

観測はどうだろうか. 分子雲の磁場の強度の測定は Heiles や Crutcher らによって精力的に続けられており, 図2が, 彼らの結果をまとめたものである (縦軸は臨界値で規格化した質量磁束比 $2\pi G^{1/2}\sigma / B \equiv \mu$, 横軸は面密度)²⁾. 面密度が大きく異なっても, 質量磁束比はほぼ臨界値あたりに分布していることがわかる. 現在のところ質量磁束

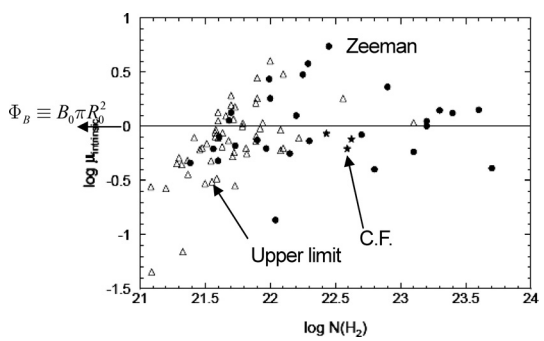


図2 磁場強度の観測. 臨界磁束の値で規格化した磁束の大きさ (縦軸) を面密度 (横軸) に対してプロットしたもの. ●はゼーマン効果, ★はチャンドラセカール・フェルミ法で得た値を, △は上限値を表す²⁾.

比がほぼ臨界値に等しい理由はよくわかっていないが, 磁場が星間雲の収縮を完全に止めているわけでも, かといって全く効いていないというわけでもないことは, 星間物質の存在が多様であることと対応しているように思える. いずれにしても, 星ができるプロセスは星間雲が超臨界となって始まる.

*1 より正確な質量公式は文献1の論文にある.

3. アウトフローと磁場

星形成はガスが収縮し密度を高めていく現象であるが、この過程の中でどういうわけかガスが吹き出す現象が付随していることがわかっている。一つは双極分子流と呼ばれる分子ガスの流れであり、図3にその代表例である L1551 IRS5 を示した³⁾。野辺山 45 m 電波望遠鏡も建設当初この双極分子流現象の観測に威力を発揮した。もう一つは原子、イオンの線遷移で観測されるジェット現象である。どちらも磁場の力によって駆動されていると考えられている。

この磁場駆動ジェットは、内田 豊（当時東京天文台）と柴田一成（京都大学）が、ケプラー円盤からそれを縦に貫く磁場によって角運動量が運ばれ、その結果生じた過剰な遠心力と捻られた磁場起源の磁気圧勾配力で加速されて生じるということを2次元軸対称の磁気流体力学 (MHD) シミュレーションによって初めて示し⁴⁾、広く信じられるようになった。しかし、星形成過程で生じる質量放出現象については同じメカニズムで生じ

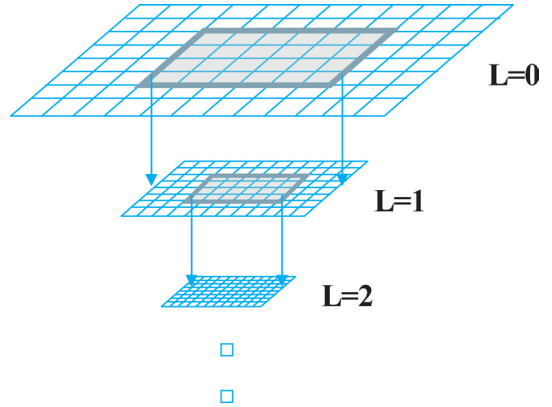


図4 入れ子状格子法概念図。全系を粗い格子 $L=0$ で覆い、分解能が必要な中心部 ($L=0$ の太線の中) のみを2倍詳細な $L=1$ 格子で覆う。同様に2倍ずつ異なるより細かな格子で中心部を覆っていくことによって、 L 段で、 2^L 倍細かな分解能を得る。

ているのではないかと考えられていたが、それがどのような時期に起こるのかは不明であった。

それを明らかにするには自己重力の効果で、星間雲が収縮し星ができる過程を MHD シミュレーションで追跡する必要がある。しかし、それは数値計算の空間分解能の制限から非常に厳しいものであった。つまり、 10^{17} cm (0.1 光年) 程度の分子雲の高密度の部分 (分子雲コア) が収縮し、太陽半径 10^{11} cm 程度の天体が形成されるのだから、100 万倍大きさの異なる天体が計算できなければならないことになる。MHD シミュレーションでは通常差分法が用いられる^{*2)}。差分法では空間を有限個数の格子に分割し、そこでの物理量を計算する。そのときの格子数は多ければ多いほど真の解に近づくはずだが、現在のスーパーコンピューターをもってしても、この格子数は3次元なら1,000の3乗、2次元軸対称計算でも10,000の2乗程度でせきのやまであるから、100万倍も大きさが異なるものを格子を使って表し、同時に計算することはできない。天文シミュレーションでは非常に大きなダイナミックレンジが取り扱えねば

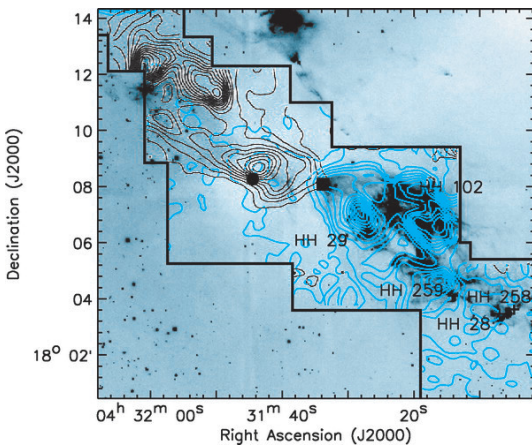


図3 L1551 IRS5 領域の双極分子流の $^{12}\text{CO } J=3-2$ による様子。黒と青はそれぞれわれわれから遠ざかる成分と近づく成分のガス分布を示しており、中心天体である原始星 IRS5 は中央の黒■の位置にある³⁾。

*2) 差分法を使ったシミュレーションについては数値計算法の教科書を参照せよ⁵⁾。

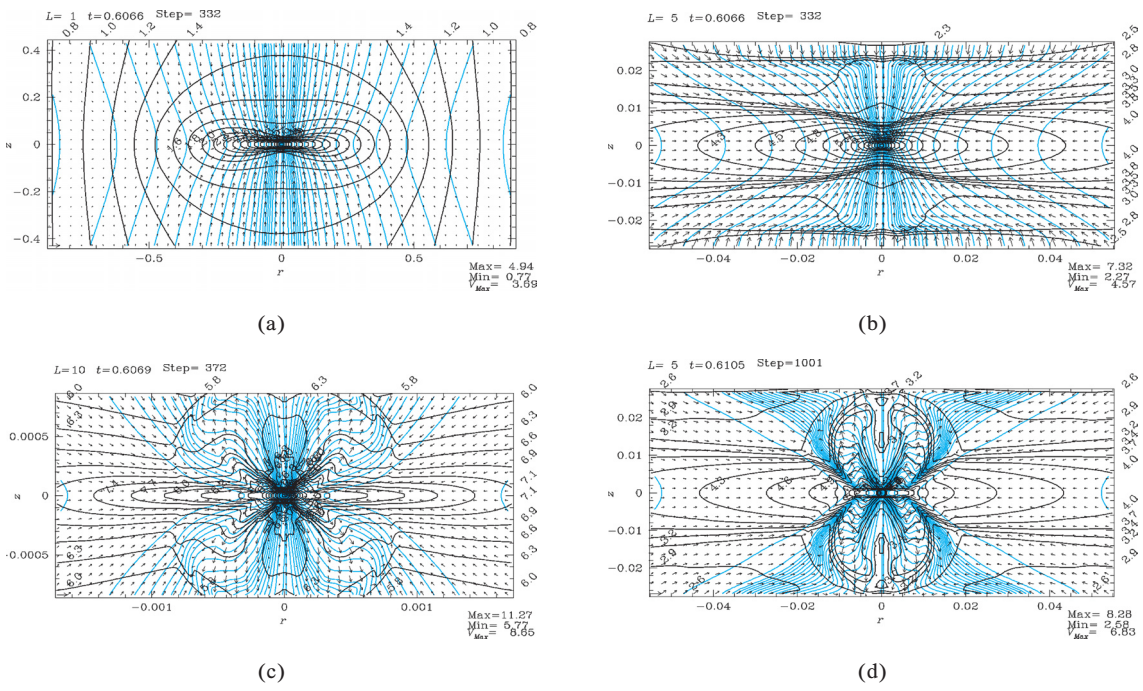


図5 2次元軸対称 MHD シミュレーションの入れ子状格子法を用いて解かれたアウトフローの様子⁷⁾.

ならないのである。

これは AMR (適合格子細分化法) や入れ子状格子法という空間分解能を能動的に変えることができる計算法を取り入れることによって大きく進歩した⁶⁾。図4に入れ子状格子法の概念図を示した。全体の星間雲は粗い格子 $L=0$ のみで覆われているが、中心の星が生まれる領域は細かな格子でも覆われている。これによって必要なときに必要なところに空間分解能の高い格子を配置し、星が生まれるときの詳細な構造をも見るができるようにしたわけである。

その結果、アウトフローが吹き始めるのは、収縮が進み中心に第1コアと呼ばれる力学平衡の原始天体 (中心密度 $n \sim 10^{10-11} \text{ cm}^{-3}$) が形成された時期であることがわかった。MHD の計算例⁷⁾をもう少し詳しく見てみよう。図5(a)は収縮が始まって $t \sim 106$ 万年後の収縮中の星間雲の構造で

ある (黒線は密度の等高線で、青線は磁力線、図1と同じ軸対称が仮定されている)。(b)は同じ時間のより中心付近の構造を (a)より $16=2^4$ 倍細かな $L=5$ の格子で見たところだが、 $z \approx 700 \text{ AU}$ (図で 0.01) と $\sim 1,400 \text{ AU}$ (図で 0.02) 付近に外向きの衝撃波が生じていることが見えている。しかしアウトフローは起こっていない。次の、中心で第1コアが形成されてから $t \sim 400$ 年後の状況が (c)であるが、中心から $r \approx 70 \text{ AU}$ (図で 0.001) の距離まで外向きの流れが生じていることがわかる。さらに第1コアが形成して 7000 年ほど経つ (図5d) とアウトフローの先端は $1,800 \text{ AU}$ (図で 0.025) にまで達していることがわかる。ここでは切り口が U 字型のアウトフローが上下に生じているが、磁場が弱い場合は大文字の英字の I に似たアウトフローが生じることがわかっている。U 型は磁気遠心力風加速^{*3}、I 型は磁気圧勾配加速

*3 磁力線に沿って角運動量が円盤の上外側に運ばれそこでの遠心力が増すために重力を振り切って逃げる恒星風を Blandford と Payne により磁気遠心力風と呼ぶ⁸⁾。

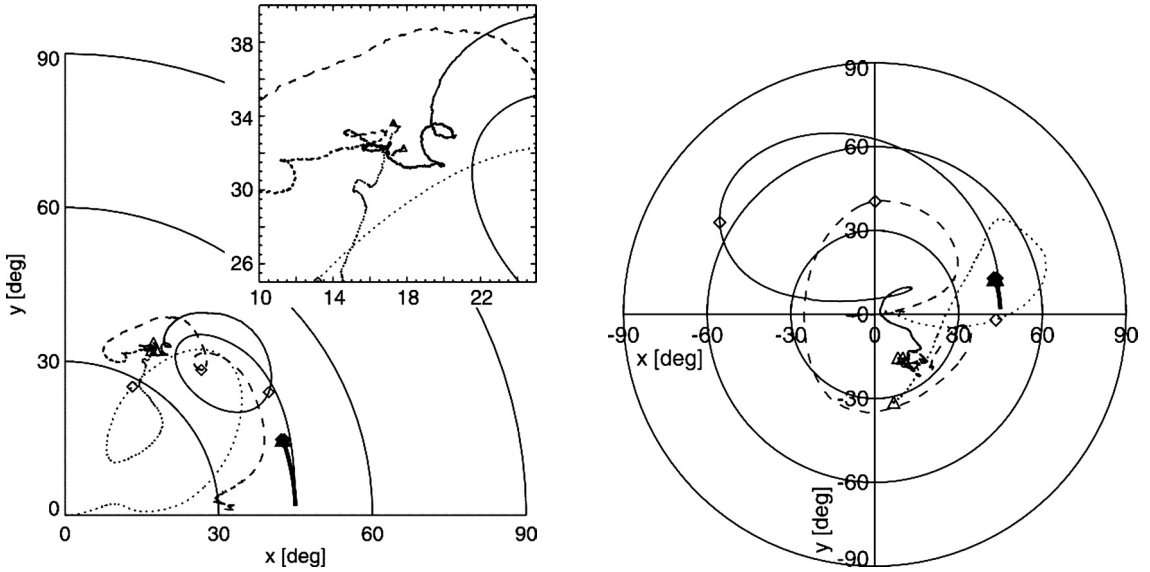


図6 初期の回転方向から見た、大局的な磁場の方向（太線），中心付近の磁場の方向（細実線），同じく回転軸の方向（細点線）と円盤の幾何的な向き（細破線）. 初期に角速度 $\Omega_0 = 7.11 \times 10^{-7} \text{ yr}^{-1}$ ($\beta_0 = 0.02$) で剛体回転する全質量 $M_0 = 6.13 M_\odot$, 半径 $R_c = 0.178 \text{ pc}$ の球状の星間雲の場合. 一様磁場 $B_0 = 18.6 \mu\text{G}$ (左: 質量磁束比 $\mu = 0.25$) と $B_0 = 7.42 \mu\text{G}$ (右: $\mu = 0.1$) の場合を比較している. \diamond は第1コア形成時, \triangle は計算の最終状態を示す⁹⁾.

が効いている.

ここまでは、磁場と角運動量の方向がはじめからそろっていた場合を見てきた. しかし現実の天体では初期の磁場と角運動量の方向が同じである保証はない. この問題は松本倫明 (法政大) によって3次元の入れ子状格子シミュレーションで解かれた⁹⁾. 結論から言えば、最後には磁力線が直角に突き刺さった回転する円盤が形成され、そこから磁場の方向にアウトフローが吹き出すということには変わりはない. つまり図5の形状が原始星の周囲では実現する. 問題はそれがどちらを向いているかである. 大きなスケールで見たときの磁場か回転の方向にそろっているのか、はたまた全く違った方向を向いているのか.

図6は中心付近の磁場の方向（細実線）、回転のベクトルの方向（細点線）と円盤の法線の向き（細破線）の変化を、星間雲全体の回転の極方向から見てプロットした図である. 左図の中間的な強さの磁場の場合をまず見てみよう. 星間雲全体の

平均的磁場の方向は初期に回転軸から x 軸方向へ45度ずれた方向にあるが（太線）、回転に伴ってゆっくりと反時計回りに回転していく. しかし、中心付近の磁場（細実線）は、この大域的な磁場よりも速く回転し、また行きつ戻りつ振動していることがわかる. 円盤の法線方向（細破線）もこれにほぼ沿って方向を変えて回転していき、最終的には大きな \triangle のあたりで同じ方向に収束している. 中心付近の回転軸（細点線）も同じ方向に収束している. そして、この向きは、大域的な磁場の方向から測ると約30度、また大域的な回転の方向から測ると約40度だけずれた方向にあたっており、大域的なものからはずれてはいるが局所的には三つは同じ方向を向いているわけである.

磁場がそれより2.5倍弱い右図の場合でも、この三つの方向は第4象限のある方向に収束している. つまり2次元軸対称の計算で見たアウトフロー放出の機構は同じように働いている. しか

し、この場合の重要な違いは、この磁場と円盤の軸が向いているアウトフローが飛び出す方向が、大局的な回転軸からは20度くらいのずれだが、大局的な磁場の方向からは53度もずれているという点にある。磁場が比較的弱い場合を観測（天球上に射影）すれば大局的な磁場の方向とは垂直方向にアウトフローが出ているように見える場合もあるということである（この観測的な比較は文献10を参照）。

Wolfら¹¹⁾は、SCUBAによる暗黒星雲の星間塵の熱輻射の偏光から星間塵の整列の向き、ひいては磁場の方向（大域的な磁場の方向）を求めて、分子線で観測されるアウトフローの方向との比較を行った。その結果は両者がよくそろったものもあるが、ほとんどそろっていないものも見つかった。これはシミュレーションによれば、「そろったもの＝磁場が中間的～強い」、「大局的な磁場方向とアウトフローの方向が関係ないもの＝弱い磁場をもつ」と考えられる。

最後に、星形成時の「角運動量問題」について見ておこう。先に「星形成はガスが収縮し密度を

高めていく現象であるが、この過程の中でどういふわけだかガスが吹き出す現象が付随している」と述べた。しかし、アウトフローはガスが収縮するために不可欠の現象であるということがわかってきたのである。星間雲の角運動量は星の自転に伴う角運動量に比べて5桁ほど大きい。このようなガスのままでは途中で遠心力のために収縮が止まってしまう（遠心力バリア）。アウトフローが余剰な大部分の角運動量をもち去るために収縮が止まらず星ができるのである¹²⁾。

4. 分裂と連星形成

次に、形成された断熱第1コアについても見てみよう。磁場の効果が無視できる場合の回転している第1コアの進化についてはBate¹³⁾がSPHシミュレーションで現実的な状況下での進化を初めて解いたが、初期の星間雲の回転速度に依存する^{14), 15)}。進化が3パターンに分かれることを見いだした西合一矢（国立天文台）の入れ子状格子法による流体力学シミュレーションの結果をここでは見てみよう¹⁵⁾。図7は初期に $\rho_0 = 10^{-19} \text{ g cm}^{-3}$

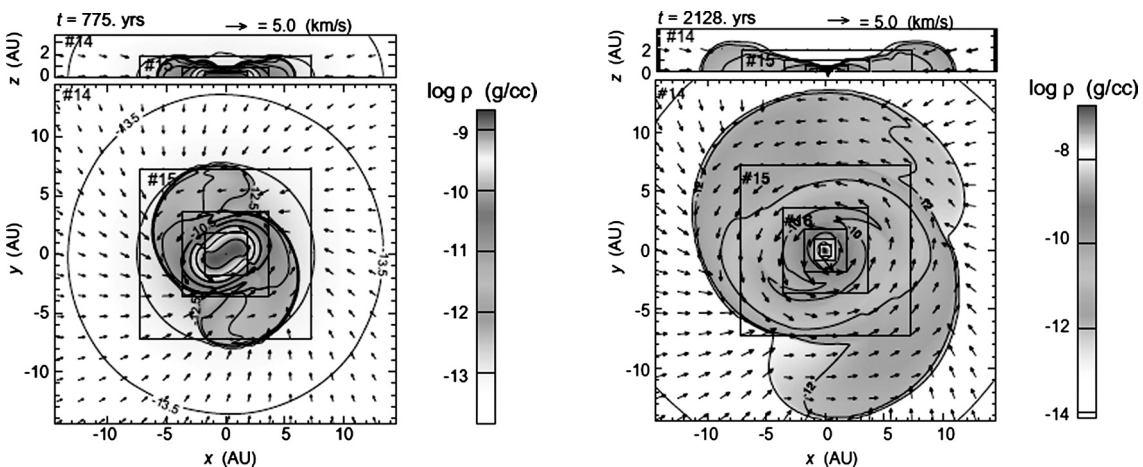


図7 初期の回転速度が $\Omega_0 \tau_{ff} = 0.03$ の場合の第1コアの進化。角運動量をもったガスの降着により回転エネルギーが増していく。回転エネルギー (T) と重力エネルギー (W) の比が $T/W > 0.3$ を超えると、非軸対称不安定性が発生し（左）、第1コアは渦巻き状に変形する。この渦巻き形状により中心部から外部へ角運動量が運ばれ、角運動量を失った中心部分のガスは落下することができる（右）。この過程で中心に第2コア（原始星）が形成される¹⁵⁾。

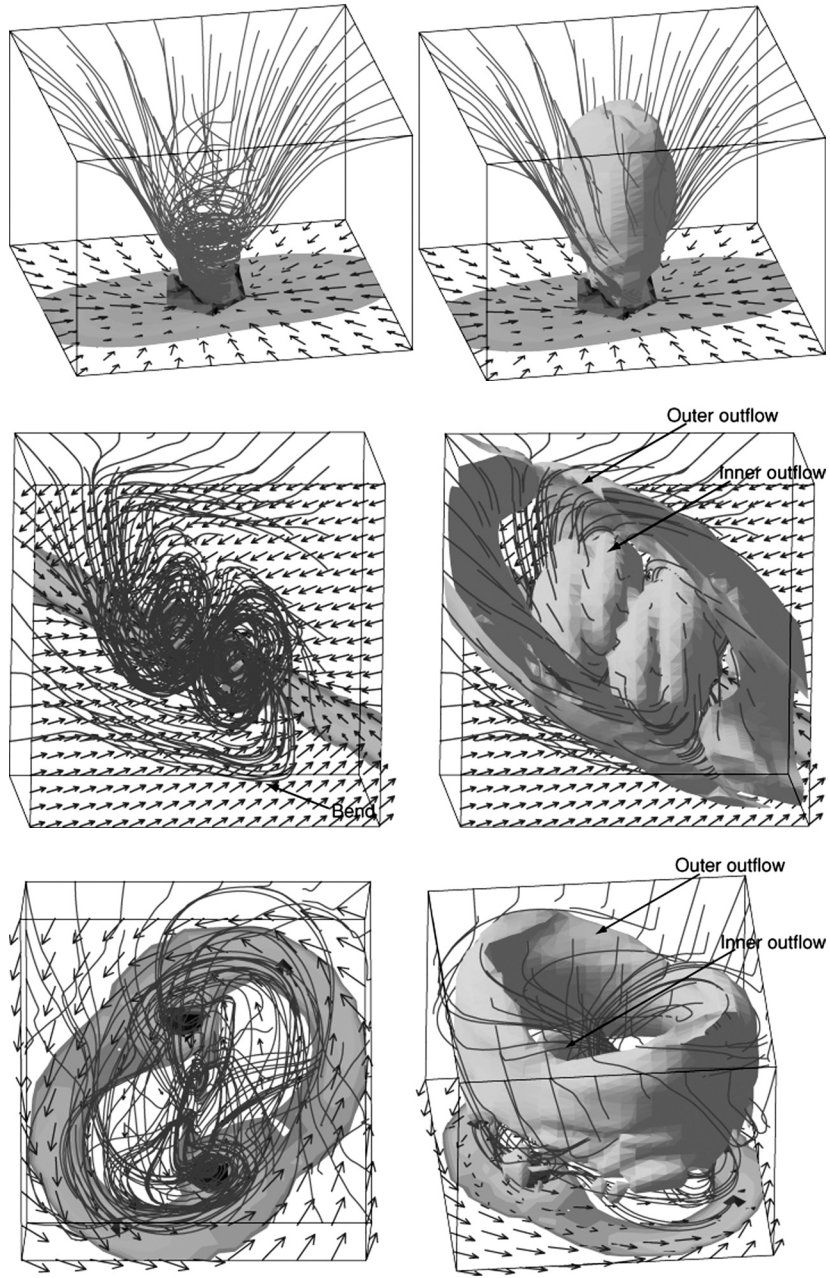


図8 磁場をもって回転している星間雲の星形成過程. 第1コアの形状 ($z=0$ の断面) とそれを貫く磁力線, アウトフローの様子(右図の雲状の立体)を示している(左図では磁力線の形状を見るためにアウトフローの表示を省いている). (上) $\alpha=0.01, \omega=0.01, A_\phi=0.2$, 磁場が強く回転が弱い場合に相当し, 第1コアは分裂せず単体の原始星が形成される. (中) $\alpha=1, \omega=0.5, A_\phi=0.2$, 磁場と回転が両方強い場合に相当し, バー状の第1コアが形成され, それが分裂し二つの原始星を形成する. (下) $\alpha=0.01, \omega=0.5, A_\phi=0.01$, 磁場が弱く回転が速い場合に相当し, 第1コアでは渦状腕が形成され, その分裂によって二つの原始星が形成される¹⁹⁾.

の密度をもち、 $\Omega_0 = 1.5 \times 10^{-7} \text{ yr}^{-1}$ の角速度で回転している星間雲のなかに形成された第1コアの時間進化を計算した例である。初期の角速度と自由落下時間 $\tau_{\text{ff}} = (3\pi/32G\rho_0)^{1/2}$ の積、すなわち、

$$\Omega_0 \tau_{\text{ff}} = 0.03 \left(\frac{\Omega_0}{1.5 \times 10^{-7} \text{ yr}^{-1}} \right) \times \left(\frac{\rho_0}{10^{-19} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \quad (1)$$

をパラメーターとして、 $0.01 < \Omega_0 \tau_{\text{ff}} < 0.05$ の場合は、非軸対称不安定性により第1コアに渦状腕が生じ、これが角運動量を中心部から外部に運ぶために、中心部のガスは遠心力バリアに妨げられることなく収縮し、第2コア（原始星）を形成することがわかった（図7は $\Omega_0 \tau_{\text{ff}} = 0.03$ ）。

さらに $\Omega_0 \tau_{\text{ff}} < 0.01$ の非常にゆっくり回転している場合は、Larson が調べた球対称の進化と同じ進化を¹⁶⁾し、また、 $\Omega_0 \tau_{\text{ff}} > 0.05$ の速く回転している場合は、こうして生じた渦状腕が分裂して、連星原始星に進化することがわかった。われわれの銀河の中での連星の比率は非常に高く、連星原始星が見つかる率も高いことから、星形成の初期の段階で連星が形成している可能性は高いと考えられている。これがこの分裂によって生じたとすると、そのためには親の星間雲が $\Omega_0 \tau_{\text{ff}} > 0.05$ の回転をもっていなければならないという予想が得られたことになる。

3節で述べたように、磁場は角運動量をアウトフローに与え第1コアから外部にもち去る効果をもつので、この分裂から連星形成に至る結果にも当然影響してくるであろう。これについては町田正博（京都大）が3次元入れ子状格子MHDシミュレーションを用いて調べている¹⁷⁾⁻¹⁹⁾。磁場と回転の相互作用として非常に興味深いのでそれを見てみよう。

この例は初期にゆっくりと軸の周りに回転している円柱状の星間雲を考え、磁場は軸に平行なものを仮定している。この初期条件は (1) 磁気圧とガス圧の比の平方根 $\alpha = (B^2/4\pi c_s^2 \rho_c)^{1/2}$, (2)

自由落下時間で規格化した回転角速度 $\omega = \Omega_0 / (4\pi G\rho)^{1/2}$, (3) $m=2$ 非軸対称揺らぎの大きさ A_ϕ という三つのパラメーターで特徴づけられる。図8は α, ω, A_ϕ の組み合わせを変えて行った数値実験の結果得られた代表的な第1コアの形状と進化の道筋である。

上図は $\alpha=0.01, \omega=0.01, A_\phi=0.2$ で、磁場が強く回転が弱い場合に相当する。このときは、第1コアは分裂せず単体の原始星が形成される。そこから1本のアウトフローが吹き出ている（上右）。中図は $\alpha=1, \omega=0.5, A_\phi=0.2$ で、磁場と回転が両方とも強い場合に相当している。この場合は A_ϕ が比較的大きい（ということは、z方向に伸びたうどん状というよりはきしめん状円柱が初期に仮

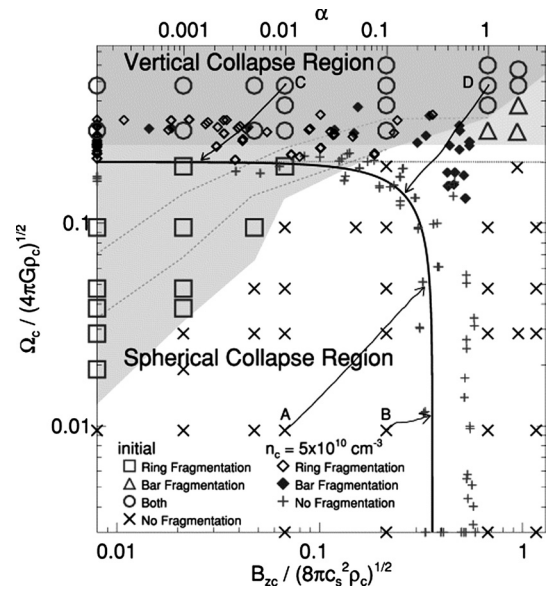


図9 磁場をもって回転している星間雲で生じる第1コアの分裂条件。縦軸は自由落下時間で規格化した回転角速度、横軸は初期の星間雲中心での磁気圧とガス圧の比の平方根。上ほど回転が速く、右ほど磁場が強い。記号は図8で見た典型的な進化に対応しており、×は図8上図の非分裂、△は図8中図のバー型分裂、□は図8下図の渦状腕型分裂、○は A_ϕ に応じて分裂モードが変わる場合に相当している。磁場が弱く、回転が速い灰色に塗られた部分の星間雲では第1コアの分裂が生じる¹⁹⁾。

定されている)ので、これがz方向につぶれて、z軸に垂直な棒状の第1コアが形成され、それが分裂し二つの原始星を形成する。そこから2本のアウトフローが吹き出ている様子も見える。下図は $\alpha=0.01$, $\omega=0.5$, $A_\phi=0.01$ で、磁場は弱い回転が速い場合に相当し、このときは第1コアでは渦状腕が形成され、その分裂によって二つの原始星が形成される。腕全体の回転に伴うものと、二つの原始星の自転に伴う2種類のアウトフローが駆動されているのがわかる。このように第1コアの進化は三つに分けられることがわかった。

どのような場合に分裂が起きるかを整理してみよう。図9は初期の回転(縦軸)、初期の磁場の強度(横軸)に対して第1コアが分裂したかどうかを示した図である。灰色に塗られた部分が分裂したパラメーターである。上にいくほど(回転が速いほど)、左にいくほど(磁場が弱いほど)分裂しやすいことがわかる。y軸上には磁場がない場合がプロットされており、縦軸の値を約2倍すると(1)式の $\Omega_0 \tau_{ff}$ にあたり、 $\Omega_0 \tau_{ff} > 0.04$ くらい速く回転していると分裂するというのは、初期状態の星間雲は少し違った形状をしているのだが、前に述べた西合の結果と一致している。磁場を強くすると(左から右へ進むと)分裂条件がきつくなる。つまり、より速く回転していなければ磁場によって角運動量が抜き去られる効果が強く働き、第1コアは分裂できないことがわかった。これはある意味予想どおりであるが、大きなダイナミックレンジに対応できる入れ子状格子法をもってして初めて得られた結果である。

図9から分裂条件は右上がりの直線であると近似して、回転角速度と磁束密度の比が

$$\frac{\Omega_0}{B_0} > \frac{G^{1/2}}{2^{1/2}c_s} \sim 3 \times 10^{-7} \text{ yr}^{-1} \mu\text{G}^{-1} \times \left(\frac{c_s}{190 \text{ ms}^{-1}} \right)^{-1} \quad (2)$$

であれば分裂するという条件が得られる。つまり、磁場の強さと回転角速度を、同一天体、同一

密度トレーサーで観測し、その比を求めることができれば、このシミュレーションの結果を用いて、第1コアの分裂がどの程度の頻度で起こっているかを知ることができるといえる。しかし、磁場強度と回転角速度が同時に測られている天体の数は極めて限られている。L1544分子雲コアについて、大橋永芳(台湾科学院)ら²⁰⁾やWilimansら²¹⁾の回転速度の観測(前者は中心から $r \sim 15,000 \text{ AU}$ の距離で $\Omega_0 \sim 1.3 \times 10^{-6} \text{ yr}^{-1}$ 、後者は中心から $r \sim 7,000 \text{ AU}$ で $\Omega_0 \sim 4.2 \times 10^{-6} \text{ yr}^{-1}$)と、CrutcherとTroland²²⁾の磁場の観測 $B_0 \sim +11 \pm 2 \mu\text{G}$ を用いると、この回転角速度磁束比は

$$\frac{\Omega_0}{B_0} \sim (1.2 - 3.8) \times 10^{-7} \text{ yr}^{-1} \mu\text{G}$$

という値が得られる。これは先に見た分裂条件のぎりぎりの値とほぼ同じであり、分裂したりしなかったりする領域にあるのだとしたら、たいへん興味深い。しかし、完全に同じ密度領域で両者の比較ができていたわけではなく、今後の観測の蓄積が待たれる。

5. ALMA時代の星形成研究

3節で、大域的な磁場とアウトフローの方向の相関が観測的には余りよくない、それは磁場が弱いケースが含まれているからではないかというシミュレーションの結果を紹介した。しかしこれは磁場の観測が空間分解能で数1,000 AUまでのスケールでしか測定されておらず、それが必ずしもアウトフローを駆動している数十AUスケールのそれとは揃っていない場合があるというシミュレーション結果の反映であった。現在チリに建設中のALMAが完成すればこの駆動源付近の熱放射の偏光が直接測定可能になる。シミュレーションはそれがアウトフローと必ず同じ方向を向いていることを予測している¹⁰⁾。アウトフローの根元の構造も、より詳細に見えてくるであろう。シミュレーションと観測が直接比べられる時代に入ったといえ、筆者もこの観測をとっても楽しみに

している。

2節と4節で述べた二つの無次元量：質量磁束比 $2\pi G^{1/2}\sigma/B \equiv \mu$ と回転磁束比 $2^{1/2}c_s\Omega_0/G^{1/2}B_0$ は、磁場がどのように星形成をコントロールしているかを定める重要なパラメーターである。これらの値を観測で決めることは、われわれの銀河で起きている星形成過程の理解のために必須である。これに不可欠な磁場の強度測定も ALMA によって可能になる。これもとても楽しみである。

6. ま と め

磁場の効果に注目しながら、ガスから星への収縮過程（星形成過程）のシミュレーション研究によって明らかになってきた事実を見てきた。大きなダイナミックレンジを数値計算できる入れ子状格子法や AMR 法の出現によって、重力が支配する構造形成過程についてもシミュレーション研究は予想を出せるようになった。ALMA などの高分解能観測装置で観測されるできたばかりの星の姿が、シミュレーションの予測とどこまで一致し、どう異なるのか、目が離せない状況になりつつある。

ここで取り上げた星形成の数値シミュレーションは、町田正博さん、西合一矢さん、松本倫明さんとの共同研究によっている。

参 考 文 献

- 1) Tomisaka K., Ikeuchi S., Nakamura T., 1988, ApJ 335, 239
- 2) Heiles C., Crutcher R., 2005, in "Cosmic Magnetic Fields," ed. by R. Wielebinski, R. Beck, Lecture Notes in Physics Vol. 664 (Springer) (astro-ph/0501550)
- 3) Stojimirovic I., Narayanan G., Snell R. L., 2006, ApJ 649, 280
- 4) Shibata K., Uchida Y., 1985, PASJ 37, 31
- 5) 富阪幸治, 花輪知幸, 牧野淳一郎編, シミュレーション天文学 (シリーズ現代の天文学第 14 巻, 日本評論社)
- 6) Tomisaka K., 1998, ApJ 502, L163
- 7) Tomisaka K., 2002, ApJ 575, 306
- 8) Blandford R. D., Payne D. G., 1982, MNRAS 199, 883
- 9) Matsumoto T., Tomisaka K., 2004, ApJ 616, 266

- 10) Matsumoto T., Nakazato T., Tomisaka K., 2006, ApJ 637, L105
- 11) Wolf S., Launhardt R., Henning T., 2003, ApJ 592, 233
- 12) Tomisaka K., 2000, ApJ 528, L41
- 13) Bate M. R., 1998, ApJ 508, L95
- 14) Matsumoto T., Hanawa T., 2003, ApJ 595, 913
- 15) Saigo K., Tomisaka K., 2007, ApJ 印刷中
- 16) Larson R. B., 1969, MNRAS 145, 271
- 17) Machida M. N., Tomisaka K., Matsumoto T., 2004, MNRAS 348, L1
- 18) Machida M. N., Matsumoto T., Hanawa T., Tomisaka K., 2005, MNRAS 362, 369
- 19) Machida M. N., Matsumoto T., Hanawa T., Tomisaka K., 2005, MNRAS 362, 382
- 20) Ohashi N., Lee S. W., Wilner D., Hayashi M., 1999, ApJ 518, L41
- 21) Williams J. P., Myers P. C., Wilner D. J., Francesco J. D., 1999, ApJ 513, L61
- 22) Crutcher R. M., Troland T. H., 2000, ApJ 537, L139

Magnetic Fields in Dynamical Contraction of Star Formation Process

Kohji TOMISAKA

National Astronomical Observatory, Osawa 2-21-1, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan

Abstract: The magnetic field plays an important role in various astronomical objects. In the star formation process, the magnetic fields are essential. In the force balance, the Lorentz force cannot be neglected, in which the magnetic flux to mass ratio controls the evolution of the cloud. In the star formation region, we find lots of outflows, which are regarded as the outcome of twisted magnetic field due to the rotation. The outflow is expected to appear just after a H₂ (first) core is formed. Since the angular momentum of the gas is effectively transferred to the outflow, it solves the angular momentum problem in the star formation. The first core often fragments, if it has enough rotation rate. Since the magnetic field transfers the angular momentum from the core, it suppresses the fragmentation. The evolution of the first core is specified by the ratio of the angular rotation speed to the magnetic flux density. High-spatial resolution numerical simulations shown here will bring us a new picture of star formation in the coming era of high-resolution observation driven by ALMA.