

## 磁気星間雲の収縮〔I〕

中野武宣\*・梅林豊治\*

星は高密度の星間ガスの固まりである星間雲が収縮と分裂を繰り返して形成される。その形成過程の主役は、星間雲やそれが分裂してできた固まりの自己重力であり、雲自身のガス圧、回転による遠心力、磁場の力などは収縮を妨げる働きをする。星の形成現場である星間雲では、ガス中の電離度、すなわち荷電粒子の割合が非常に低いため、磁場の力が直接働く荷電粒子はガスの大部分を占める中性粒子と異なる運動を行う。近年、この運動の違いを正確に取り扱い、星の形成過程において星間雲の磁場が果たした役割がくわしく調べられるようになってきた。以下では、これまでに得られた成果を紹介しながら、磁気星間雲の収縮・分裂過程がどこまで明らかになったかを述べることにする。

## 1. 星間雲の磁場と星の磁場

星間磁場の存在は誰しも認めるが、実際の星間雲中の磁場の観測で、信頼性の高いものはほとんどない。赤外線源の偏光の観測から磁場の強度を推定したり、OH基の線スペクトルに対するゼーマン効果の測定から、メーザー源の磁場を推測している程度である。より低密度の星間ガスについては、水素原子の波長21cmの電波に対するゼーマン効果の観測から、数 $\mu\text{G}$ の磁場があることが知られている。

ガスが磁場を凍結したまま収縮する場合、磁場の強度 $B$ とガスの密度 $n$ は、 $B \propto n^\kappa$  ( $\kappa \approx 0.3 \sim 0.5$ ) という関係を保ちながら変化していくと、時々言われる。ハイルスたち(1982)の低密度ガスに対する21cm波の観測では、もっと小さい $\kappa$ の値が示唆されている。素朴に考えると、磁場はガスに凍結しておらず、星間雲の磁場は弱い、となる。しかし、 $\kappa$ の値はガスの収縮の仕方に大きく依存する。磁場が強いと、ガスが磁場の方向にそって収縮して密度が上昇しても、磁場に垂直な方向にはほとんど収縮できず、磁場の強度が変化しないので、 $\kappa$ は小さくなる。後節で示すように、低密度ガスでは磁場はほぼ完全に凍結していると考えられる。従って、 $\kappa$ が小さいのは、ガスの自己重力に比べて磁場の力が強いからだという解釈の方が、物理的には受け入れやすい(このようなガスにも銀河の重力が働いているので、散逸してしまうわけではない)。

磁場に関しては、上述の $\kappa$ よりも、星間雲を貫く磁束

と雲の質量の比、すなわち磁場 $B$ と柱密度(単位面積あたりの質量) $\sigma$ の比がよい指標となる。この比を見積もるため、ほぼ一様な磁場に貫かれた星間ガスを考えてみる。磁場の方向に伝わる密度波は、その波長 $\lambda$ がいわゆるジーンズ波長 $\lambda_J$ よりも長いと重力不安定で、ガスは簡単に分裂することができる。密度 $n=1\text{cm}^{-3}$ 、温度 $T=100\text{K}$ の低密度星間ガスでは、 $\lambda_J \approx 200\text{pc}$ であり、 $B=10^{-6}\text{G}$ とすると、 $B/\sigma \approx 10^{-3}(\lambda_J/\lambda)\text{G cm}^2\text{g}^{-1}$ となる。 $n \approx 10^3\text{cm}^{-3}$ 、 $T \approx 30\text{K}$ 、 $B \approx 10^{-5}\text{G}$ の分子雲では、 $\lambda_J \approx 2.3\text{pc}$ となるが、比の方は $B/\sigma \approx 0.9 \times 10^{-3}(\lambda_J/\lambda)\text{G cm}^2\text{g}^{-1}$ とあまり変化しない。一方、B6からA4のスペクトル型の特異星の中には、約1kGから数10kGの表面磁場を持つ磁気星がある。質量が $3M_\odot$ 、半径 $2.5R_\odot$ 、表面磁場 $B_* = 1\text{kG}$ の星の磁束/質量比は $B_*/\sigma_* \approx 10^{-8}\text{G cm}^2\text{g}^{-1}$ である。大きさ $\lambda$ が $\lambda_J$ よりもはるかに大きい星間雲は、簡単に分裂できるので、 $\lambda/\lambda_J$ をあまり大きく取ることにはできない。従って、低密度星間ガスから生まれる星間雲や分子雲の磁束/質量比は、標準的な磁気星の $10^4 \sim 10^5$ 倍となる。星になった雲は、収縮過程のどこかで、この比を少なくとも4~5桁減少しているのである。

磁場を伴う星間雲が自己重力によって収縮できるための条件は、流体の運動方程式から導かれるヴィリアル定理で簡単に与えられる。それによると、収縮できるための条件は、1程度の係数を別にして、 $GM^2/R > B^2 R^3/4$ となる。ここで、 $M$ は雲の質量、 $R$ は磁場に垂直な方向の半径、 $B$ は雲の中での磁場の平均的強さ、 $G$ は重力定数であり、雲は磁場の方向に扁平としている。この条件は、雲の磁場と柱密度の比 $B/\sigma < 2\pi G^{1/2} \approx 10^{-3}$ と書き直すことができる。従って、先に見積った星間雲の磁束/質量比では、磁場の力は重力と同程度であり、雲の収縮において磁場の役割は決して無視できない。

## 2. 荷電粒子の運動

普通の星間雲の中では、ジュール加熱によって磁場を散逸させることは不可能といってよい。メステルとスピツァ(1956)は、プラズマ・ドリフト、あるいは両極性拡散と呼ばれる機構によって、雲の磁束が失われることを指摘した。雲の中では電離度が非常に低いため、イオンはほぼ完全に磁場に凍結していても、雲の主成分である中性粒子と磁場との結合は弱く、雲の磁束は徐々に減少していく、というのである。その後、この機構による

\* 京大理 Takenori Nakano and Toyoharu Umebayashi: Contraction of Magnetic Interstellar Clouds

磁束の減少時間や、それに伴う収縮過程が、多くの人々によって調べられた。ここでは、プラズマ・ドリフトとジュール散逸の両者を含む一般的取り扱いによって、星間雲の磁場の問題を考えていくことにする。

電子、イオンなどの種々の荷電粒子は、ローレンツ力が中性粒子から受ける摩擦力とちょうどつりあうような終速度で運動していると考えてよい。質量  $m_\nu$ 、電荷  $eq_\nu$  の粒子  $\nu$  に対して、この力のつりあいは次のように書ける。

$$\frac{eq_\nu}{m_\nu} \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v}_\nu \times \mathbf{B} \right) - \frac{1}{\tau_\nu} \mathbf{v}_\nu = 0. \quad (1)$$

ここで、 $\mathbf{v}_\nu$  は中性ガスに対する粒子  $\nu$  の相対速度、 $\mathbf{E}$  は中性ガスと共に動く座標系での電場、 $\mathbf{B}$  は磁場、 $\tau_\nu$  は中性ガスに対する相対運動が散逸する時間である。一方、中性ガスの運動方程式は、次のように書ける。

$$\frac{d\mathbf{u}_n}{dt} = -\nabla\phi - \frac{1}{\rho_n} \nabla P_n + \sum_\nu \frac{\rho_\nu}{\rho_n} \frac{1}{\tau_\nu} \mathbf{v}_\nu. \quad (2)$$

ここで、 $\mathbf{u}_n$  は慣性系における中性ガスの速度、 $\phi$  は重力ポテンシャル、 $\rho$ 、 $P$  は密度と圧力で、添字  $n$  は中性ガスを表わす。(1)、(2)式より、

$$\rho_n \frac{d\mathbf{u}_n}{dt} = -\rho_n \nabla\phi - \nabla P_n + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (3)$$

というガス全体の運動方程式が得られる。ここで、 $\mathbf{j} = e \sum_\nu n_\nu q_\nu \mathbf{v}_\nu$  は電流密度であり、 $n_\nu = \rho_\nu / m_\nu$  は粒子  $\nu$  の数密度である。もちろん、ガス全体の電気的中性を仮定している。

軸対称の雲では、これらの式を簡単に解くことができる。磁場の方向を  $z$  軸、 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  の方向を  $x$  軸とする局所的なデカルト座標をとると、

$$v_{x2} = \frac{\omega_\nu}{\tau_\nu \Omega_\nu^2} \frac{A_1 \tau_\nu \omega_\nu + A_2}{A_1^2 + A_2^2} \frac{1}{c} |\mathbf{j} \times \mathbf{B}| \quad (4)$$

$$v_{y2} = \frac{\omega_\nu}{\tau_\nu \Omega_\nu^2} \frac{A_1 - A_2 \tau_\nu \omega_\nu}{A_1^2 + A_2^2} \frac{1}{c} |\mathbf{j} \times \mathbf{B}| \quad (5)$$

となる。ここで、 $\omega_\nu = q_\nu e B / m_\nu c$  はサイクロトロン振動数、 $\Omega_\nu^2 = \tau_\nu^{-2} + \omega_\nu^2$ 、 $A_1 = \sum_\nu \rho_\nu \omega_\nu^2 / \tau_\nu \Omega_\nu^2$ 、 $A_2 = \sum_\nu \rho_\nu \omega_\nu / \tau_\nu \Omega_\nu^2$  である。ここで注目したいのは、速度の成分が磁場の力  $|\mathbf{j} \times \mathbf{B}| / c$  に比例していることである。

軸対称な雲の中で、対称軸上に中心を持ち、軸に垂直な円を考える。この円を貫く磁束は、円周の各点が中性ガスに対して、 $\mathbf{v}_B = v_{ex} + v_{ey} / \tau_e \omega_e$  の相対速度で運動するとき、時間的に一定に保たれる。ここで、添字  $e$  は電子のことである。第2項はジュール散逸がなければ、現れない。(4)、(5)式を使うと、磁場が中性ガスに対してドリフトする速度は、

$$\mathbf{v}_B = \frac{A_1}{A_1^2 + A_2^2} \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (6)$$

で与えられる。この速度も磁場の力に比例している。

### 3. 荷電粒子の密度

2. の結果からも明らかのように、星間雲での磁場の役割を調べるには、種々の荷電粒子の密度が重要である。紫外線がほとんど入り込めない分子雲の中での荷電粒子の密度は、宇宙線による  $H_2$  分子や  $He$  原子の電離に始まるイオン-分子反応で決まる。宇宙線によって作られた  $H_2^+$ 、 $H^+$ 、 $He^+$  などのイオンは、他の分子と反応して種々の分子イオンになる。分子イオンの大半は、電子との再結合反応で効率よく2個の中性分子にこわれてしまうが、一部分は  $Na$ 、 $Mg$ 、 $Ca$ 、 $Fe$  などの金属原子と電荷交換をして、金属イオン（総称して  $M^+$  と書く）を作る。これらの金属イオンは、電子との再結合反応によってこわれていく。ところで、分子雲では、固体微粒子の大部分は、イオンよりも頻りに衝突してくる電子を吸着して、 $-1$  価に帯電している。このような微粒子とイオンが衝突すると、イオンと表面上の過剰電子との再結合反応が起こり、結果として生じた中性粒子が表面から飛び出していく。従って、金属イオンは微粒子表面でも電子と再結合反応を起こす。分子雲の中では、これらの複雑な反応系が、定常状態になっている。この状態における各種イオンの存在比が図1に示されている。金属イオンが圧倒的に多いが、これは金属イオンの再結合率が、他のイオンが起こす様々な反応の反応率よりも、はるかに小さいからである。

ガスの密度が上昇するにつれて電離度は低下する。 $n_H \geq 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  では、イオン数密度  $n(M^+)$  が固体微粒

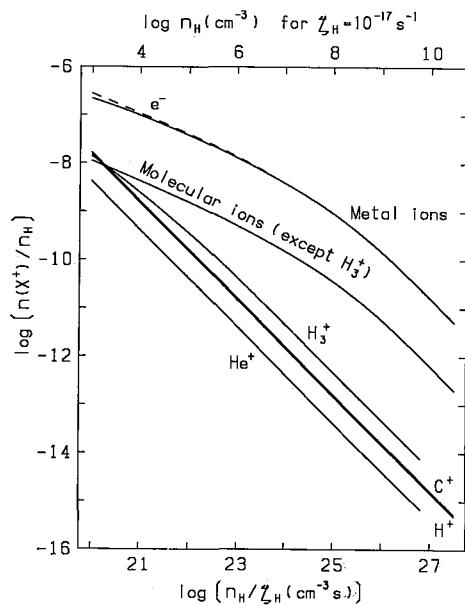


図1 星間雲中での種々の荷電粒子の割合。 $\zeta_H$  は宇宙線による水素原子の電離率。

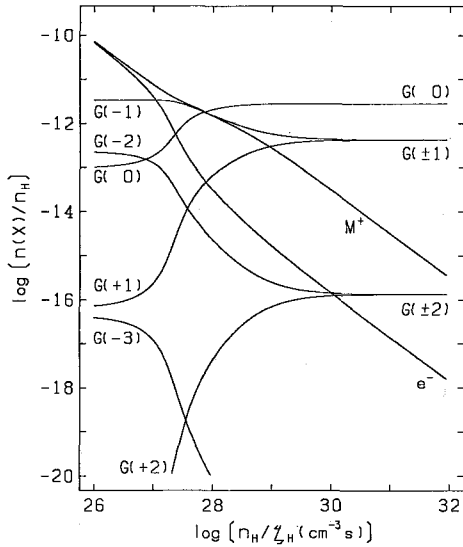


図2 非常に密度の高い星間雲における種々の荷電粒子の割合。G(l)はleの電荷をもつ固体微粒子を表わす。

子の数密度  $n_g$  よりも低くなる。このような状況では、微粒子の電荷もガスの電気的中性に関係するので、電子密度  $n(e)$  は  $n(M^+)$  から大きくずれる。微粒子の電荷は、電子とイオンの付着のつりあいによって決まっているから、 $n(e)/n(M^+)$  の比が変化すると、微粒子の荷電状態も変化する。このような高密度における各種荷電粒子の割合を図2に示してある。この場合主要な荷電粒子は、イオンあるいは電子を吸着して正負1価に帯電した微粒子になっている。

4. 磁束の減少時間

1. で述べたように、分子雲の磁束/質量比は、星の場合の比よりも桁違いに大きい。この大きすぎる磁束が星の形成のどの段階で失われるかを知るため、ここでは、分子雲の場合について 2. の結果を用いて調べてみる。

荷電粒子は、 $\tau\omega \gg 1$  のとき、相対運動が散逸するまでに十分サイクロトロン運動を行えるので、磁場に凍結している。イオンに対して、この値は、

$$\tau_i\omega_i \approx 640 \left( \frac{B}{10^{-8}G} \right) \left( \frac{10^7 \text{cm}^{-3}}{n} \right) \quad (7)$$

となる。重力と磁場の力がほぼつりあった状態、すなわち、 $B/\sigma \approx 2\pi G^{1/2}$  の状態にあり、また、磁場の方向にはガス圧と重力がつりあっているような雲を想定すると、 $T=30\text{K}$  として、 $B \approx 10^{-8}(n/10^7 \text{cm}^{-3})^{1/2}G$  となる。従って、このような状況では、 $n \leq 10^{11} \text{cm}^{-3}$  で、イオンは磁場によく凍結している。電子に対して、 $|\tau_e\omega_e|/\tau_i\omega_i = 64$ 、-1 価の固体微粒子では、 $|\tau_g\omega_g|/\tau_i\omega_i \approx 10^{-4}$  となるから、電子は磁場に十分凍結しているが、微粒子は、 $n >$

$10^5 \text{cm}^{-3}$  の密度では磁場と十分結合しているとはいえないくなる。

すべての荷電粒子が磁場に凍結しているときには、 $A_1 \gg A_2$  だから、(6)式は  $v_B = j \times B / (c \sum \rho_i / \tau_i)$  となる。これは、荷電粒子が磁場から受ける力と、中性ガスから受ける摩擦力がちょうどつりあうような終速度で、磁場がドリフトしていくことを意味する。電子の質量はイオンに比べて非常に小さいので、 $\tau_i\omega_i \geq 1$  のときには、電子の摩擦力への寄与はイオンの1.6%にすぎず、無視できる。固体微粒子は必ずしも磁場に凍結していないが、質量が大きいため、摩擦力への寄与はイオンの20~30%に達する。

質量  $M$ 、磁場に垂直な方向と平行な方向の大きさが、各々  $R, Z (R \geq Z)$  という偏平な雲を考える。磁場と平行な  $z$  方向には速く収縮できるので、この方向には常にガス圧と重力がつりあっているとすると、

$$\frac{kT}{\mu m_H} \frac{\rho}{Z} \approx \frac{GM}{R^2} \rho \quad (8)$$

が成り立つ。ここで、 $\rho = 3M/4\pi R^2 Z$  は雲の平均密度、 $\mu$  は平均分子量、 $k, m_H$  はボルツマン定数と水素原子の質量である。まず、磁場と垂直な  $r$  方向では重力と磁場の力がつりあっている場合を考えると、

$$\frac{GM}{R^2} \rho \approx \frac{1}{c} |j \times B| \quad (9)$$

が成り立つ。 $\tau_i\omega_i \gg 1$  とし、微粒子による摩擦力を無視すると、雲を貫く磁束の減少時間は、(6)、(9)式より

$$t_B \equiv \frac{R}{v_B} \approx \frac{3n_i \langle \sigma v \rangle_i}{4\pi G \rho} \frac{R}{Z} \quad (10)$$

で与えられる。ここで、 $\langle \sigma v \rangle_i \approx 1.5 \times 10^{-9} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$  はイオンと分子の衝突率係数である。この  $t_B$  は電離度に比例する。特に、ほぼ球形の雲では電離度だけで決まってしまう。紫外線がはいるような密度の低い雲では、イオンのほとんどは  $C^+$  と  $Si^+$  であり、 $n_i/n \approx 10^{-4}$  である。その結果、球形の雲でも  $t_B \approx 10^{10}$  年となり、磁束の減少に宇宙年齢程度の時間がかかる。3. で示したように、分子雲の中の電離度はこれよりもはるかに低いので、もっと短時間で磁束が減少する。微粒子の摩擦力を考慮した場合の磁束の減少時間が、 $1M_\odot$  と  $10M_\odot$  の雲について、図3に鎖線で示してある。

実際の磁場のドリフトは、5. で述べるように、極めて非相似的である。(10)式からもわかるように、ドリフトは電離度の低い所、すなわち密度の高い所ほど速く進行する。磁束が減少すると、その部分は収縮して密度が上昇するので、ドリフトは更に速くなる。このようにして密度の高い中心部分だけがどんどん収縮していく場合、非相似的な過程の進行時間は、(10)式でなく、 $t_B \equiv Z/v_B$  で与えられると考えてよい。中心部分の  $r$  方向の

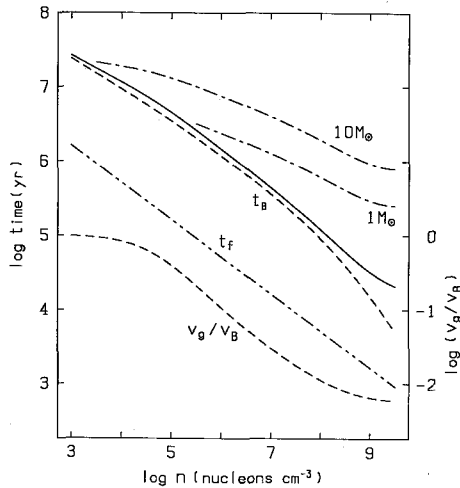


図3 星間雲の磁束の減少時間と、固体微粒子のドリフト速度。

広がり、雲の厚さ  $Z$  と大差ないからである。この時間は、雲の質量によらず密度だけで決まる。図3で  $t_B$  と書いた曲線がこの時間を表す。実線は微粒子の摩擦力を考慮した場合、点線は無視した場合である。比較のために、自由落下時間  $t_f = (32G\rho/3\pi)^{-1/2}$  が二点鎖線で示してある。この図の密度範囲では  $t_B$  は  $t_f$  の約20倍である。

重元素の大部分は固体微粒子の中に取り込まれている。もし、微粒子のドリフト速度  $v_g$  が  $v_B$  とほぼ同じなら、微粒子は磁束と共に雲から失われてしまい、生まれた星の元素組成は、親の雲の組成と全く違ったものに

なってしまう。そこで、 $v_g$  と  $v_B$  の比を調べた結果が、図3の一番下の点線である。 $\tau_g \omega_g \gg 1$  となる  $n \ll 10^5 \text{ cm}^{-3}$  では、 $v_g/v_B$  は1に近いが、 $n \gg 10^5 \text{ cm}^{-3}$  では  $\tau_g \omega_g \ll 1$  となり、微粒子と磁場の結合が弱くなるので、 $v_g/v_B \ll 1$  となる。雲の磁束は相当高密度になってから失われると考えられるので、星の元素組成が雲の組成から目立ってずれることはないだろう。

次に、磁場が雲を力学平衡に保てるほど強くない場合を考える。 $r$  方向の収縮は磁場のために自由落下よりも多少遅くなるが、 $z$  方向にはこのようなことはないののでこの場合にも  $z$  方向には力のつりあいが成立している。すなわち、(8)式が成立していると考えてよい。(6)式に示したように、 $v_B$  は磁場の力  $|\mathbf{j} \times \mathbf{B}|/c$  に比例する。今の場合、これが重力よりも弱いので、磁束の減少時間  $t_B$  は図3に示した場合よりも大きくなる。

ほぼ力学平衡状態にある雲が磁束を失う時間は、 $n \leq 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  では  $t_f$  の約20倍であった。雲が少し磁束を失っても、残った磁束が力学平衡を保つのに十分なら、雲は新しい平衡状態に移行する。このような力学平衡への緩和時間は  $t_f$  の程度で、磁束を失う時間よりもはるかに短い。従って、このような雲は準静的に収縮していく。1.で述べたように、このような雲の磁束/質量比は、標準的な磁気星の  $10^5$  倍程度である。磁場の力が重力よりも弱い雲では磁束減少率はもっと小さい。従って、 $n \leq 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  の状態で、雲の磁束/質量比を磁気星の値程度にまで下げることは不可能である、と結論できる。では、雲の磁束は一体いつ失われたのだろうか。

(続)

## お知らせ

### Astronomy Express (Cambridge University Press) の発刊について

標記の雑誌が自然科学書出版の老舗であるケンブリッジ大学出版局から発刊されることになった。この雑誌は天文学、宇宙物理学および惑星科学におけるオリジナル論文を速報することに主眼を置き、本年7月に最初の号(月刊)が出版される。Astronomy Express は必ずしもレター専門誌というわけではなく、内容が速報性を要するものであるならばある程度長い論文も受けられる予定である。またオリジナルな研究論文以外に天文学における最新のニュース、国際会議に関する情報等も掲載される。

Astronomy Express の編集長にはケンブリッジ大学の M. Hoskin が就任することが予定されており、Advisory

Editorial Board も国際的に組織されつつある。わが国では上智大学理工学部の伊藤直紀がこのメンバーの一員となることを要請されている。

Astronomy Express には投稿料は不要で、日本の天文学者がこの雑誌の速報性を利用してどしどし論文を投稿することが待ち望まれている。この雑誌は定まった用紙に論文をタイプしたものをそのまま写真印刷して刊行する方式をとっている。そのための用紙は下記に請求すれば無料で送付される。

Journals Publishing Department  
Cambridge University Press  
The Edinburgh Building  
Shaftesbury Road  
Cambridge CB2 2RU  
England

(伊藤直紀)