

Title	磁気流体不安定による星間磁場の増幅機構
Author(s)	佐野,孝好
Citation	サイバーメディアHPCジャーナル. 2011, 1, p. 39-43
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/70448
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

磁気流体不安定による星間磁場の増幅機構

佐野 孝好 (大阪大学 レーザーエネルギー学研究センター)

1 はじめに

磁場は様々な天体現象の進化や構造に大きな影響を 与えている。星間磁場のエネルギー密度は星間ガスの 熱エネルギーと同程度であるため、星間ガスの運動(重 力収縮による星形成過程や、星間乱流現象など)におい て、磁場の効果は無視できない。また、太陽フレアのよ うな爆発現象や、様々なスケールで存在する宇宙ジェッ トにおいても、磁気エネルギーが駆動源となっている。 したがって、この星間磁場の起源や増幅機構を解明す ることは、天体物理学において極めて興味深い問題で ある。

星の進化の最終段階で起こる超新星爆発では、星間 空間に衝撃波を放出する。この衝撃波によって形成さ れた高温のシェルは超新星残骸と呼ばれている。超新 星残骸に付随する衝撃波は、高エネルギー宇宙線の加 速現場であると考えられており、そこでも磁場が重要 な役割を果たしていることが知られている。

この超新星残骸の衝撃波近傍で、局所的に非常に強 い磁場が存在することが、近年 X 線衛星の観測によっ て明らかにされた [1]。その磁場強度は、平均的な星間 磁場と比べて数 100 倍程度にも及んでいる。超新星爆 発の頻度、超新星残骸の空間的な大きさを考慮すると、 銀河内のあらゆる場所は数百万年に一度の割合で、超 新星衝撃波の影響を受けていることになる。つまり、こ の衝撃波通過に付随する磁場の増幅は、普遍的に起こ る可能性が高く、星間磁場の強度進化を考える上で極 めて重要な現象であると言える。

衝撃波面近傍で磁場が増幅される機構の一つとして 考えられているのが、Richtmyer-Meshkov不安定 (RMI) の非線形成長に伴う流体運動である [2]。RMI は非一 様な密度分布をしている媒質中に、衝撃波が伝播する 際に発生する流体力学的不安定性で、衝撃波通過後に、 接触不連続面の揺らぎが増幅し、マッシュルーム型に 成長する [3,4]。この不安定成長は、接触不連続面に生 じる渦度に起因していることが特徴となっている。

さて、星間物質のほとんどは水素である。その状態 は、熱不安定によって(1)低温で比較的密度の高い分子 成分(分子雲と呼ばれる小さな塊)と(2)それを取り囲 む温かく希薄な原子成分に分かれて存在していること が知られている[5]。分子雲と原子ガスの密度差は、お よそ10倍程度である。このような非一様密度の星間空 間に、超新星爆発による衝撃波が伝播すると、分子雲 の境界面で RMI が発生することが予想される。RMI の 成長に伴う渦運動は、そこに存在していた星間磁場を 圧縮したり引き伸ばしたりすることで増幅させる可能 性がある。そこで、我々は RMI によって、どの程度の 磁場増幅が実際に可能であるかを定量的に調べるため に、二次元磁気流体シミュレーションを用いた解析を 行った。

基礎方程式としては、理想 MHD を仮定した磁気流 体方程式を用いる。この研究では、マッハ数が100 に 近いような激しい衝撃波を数値的に安定に解ける必要 がある。そこで、使用する計算コードとしては、衝撃 波に強い Godunov 法を磁気流体に拡張した独自のコー ドを採用している [6]。このコードの最大の特徴は、オ ペレータ・スプリッティングを用いた時間発展アルゴリ ズムにある。圧縮性の波に対しては水平磁場の磁気圧 を考慮した Riemann 問題の厳密解を用いて、一方、非 圧縮の波に対しては Alfvén 波の伝播を特性曲線法で厳 密に解いた結果を用いて、それぞれ時間発展を行って いる。このコードは、降着円盤 [7,8]、太陽風 [9]、星 間乱流 [2] など様々な天体現象の数値解析に数多く利 用されている。

2 シミュレーション結果

本研究では、問題を単純化するため、RMIの一つの モードのみの成長に着目した上で、磁場の進化を解析 している。シミュレーションの計算領域としては、密度 $\rho_{\rm H_2}$ の分子雲と $\rho_{\rm H}$ の星間ガスとの境界近傍を考える。 この接触不連続面が、初期に波長 λ 、振幅 α で揺らい でいるとし、そこに星間ガス中を伝播しているマッハ 数 Mの衝撃波が密度の高い分子雲に向かって時刻 t=0で衝突するという状況を考える。星間物質は宇宙線に よる電離によって、磁場とほぼカップルしている(理想 MHD)と考えてよい。星間磁場としては、衝撃波面と直



図 1: RMI の非線形成長段階における (a) 密度分布と (b) 渦度分布及び速度ベクトル。モデルパラメータは、揺らぎ の初期振幅 $\xi = 0.1$ 、密度比 $\delta = 10$ 、マッハ数 M = 10、磁場強度 $\beta = 10^8$ である。どちらも RMI の成長時間 t_{RMI} で規格化した時刻 $t/t_{RMI} = 2\pi v_{lin} t/\lambda = 10$ でのスナップショット。

行する方向に一様磁場が予め存在しているとする。この ような初期条件は、たった4つの無次元パラメータで、 あらゆる場合を完全に記述することができる。そのパ ラメータとは、密度揺らぎの波長と振幅の比 $\xi = \alpha/\lambda$ 、 密度比 $\delta = \rho_{H_2}/\rho_H$ 、衝撃波のマッハ数 *M*、磁気圧とガ ス圧の比であるプラズマ $\beta = 8\pi p_0/B_0$ (初期磁場の強度 を決めるパラメータ)の4つである。ここで、 p_0 は初 期圧力、 B_0 は初期の磁場強度である。我々は様々な組 み合わせについてモデル計算を行い、RMI に伴う磁場 の構造や強度の進化を詳しく解析した。

図 1 は RMI の非線形段階での (a) 密度分布、及び (b) 渦度分布である。この図に示しているのは、密度比 $\delta = 10$ 、マッハ数 M = 10 の場合である。RMI の成長 を長時間追うことができるように、シミュレーション では接触不連続面と同じ速度で動いている系に乗った 計算をしている。したがって、もし不安定成長がなけ れば、接触不連続面は単に y = 0 に止まっていること になる。衝撃波は y の負の方向に伝播して、密度の高 い領域 (y < 0) に衝突し、その後、通過衝撃波と反射衝 撃波となってそれぞれ逆向きに伝播する。図は RMI の 成長時間 t_{RMI} で規格化した時刻 $t/t_{RMI} = 2\pi v_{in}t/\lambda = 10$ でのスナップショットである。ここで、 v_{in} は RMI の線 形成長速度である。ちなみにこの時刻では、通過衝撃 波・反射衝撃波ともに、示している図の領域よりも外 側に、既に抜けてしまっている。

この図から明らかなように、接触不連続面の初期揺 らぎξ=0.1がRMIによって成長して、マッシュルーム 型のスパイクが形成されている。図1(b)の矢印は速度 ベクトルを表している。マッシュルームのかさの部分 で渦度の絶対値が大きくなり、激しい回転渦運動をし ていることがわかる。RMIの成長速度 Vin は解析的に 求められており、揺らぎは時間に対して線形の関係で 成長することが知られている[10]。我々のシミュレー ション結果は、この解析解とよく一致している。衝撃 波通過後の高密度領域に振幅は小さいが、複数のスパ イクやバブルの成長が見られる。これは、通過衝撃波 の作る斜め衝撃波によって生じた渦度によって駆動さ れた小さな RMI の結果と考えられる。



図 2: 図1と同じモデル、同じ時刻での (a) 磁力線と (b) 磁場強度分布。初期磁場は一様 *By* を仮定している (すなわち平行衝撃波)。マッシュルームの軸の中心部に磁力線が集中して、最も磁場が強められていることがわかる。最大強度は初期磁場と比べて約 100 に達している。

次に、図2は図1と同じモデル計算、同じ時刻におけ る (a) 磁力線、及び (b) 磁場強度分布である。初期の磁 場は非常に弱いもの ($\beta = 10^8$)を仮定しているため、こ の場合の磁場の進化は、流体運動によって受動的に決 まっていると考えてよい。元々一様だった磁場が RMI の成長に伴い、複雑な磁力線構造になっている。磁力 線の密集している場所が磁場強度の強い場所になるが、 図からわかるように、マッシュルームの軸の部分に筋 状に強い磁場が集中している。ここでの磁場強度は初 期のおよそ 100 倍になっている。図 1(b) の速度分布を みると、接触不連続面近傍の高密度側で、マッシュルー ムの軸に向かって x方向に収束していく流れが発生し ている。これによって、磁束が集められ磁場が増幅さ れている。一方、軸の部分には y 方向に磁力線に沿っ た発散する流れがあり、ほぼ非圧縮的な流体運動にな ることで、密度の上昇は見られていない。ここで、磁 場が増幅されているのは、基本的に高密度領域のみに 限られていることも興味深い。この機構によって、分 子雲内の磁場だけが選択的に増幅されているのかもし

れない。

図3は増幅された磁場の最大値の時間発展を示している。図の横軸は時間であるが、RMIの成長時間 t_{RMI} で規格化している。まず、図2で示されている $\beta = 10^8$ の場合(黒実線)を見てみると、規格化された時刻 $t/t_{RMI} \approx 1$ で急速に磁場が増幅され、 $t/t_{RMI} \approx 10$ 辺りで磁場の増幅が飽和している。様々なパラメータで計算した結果、このような振る舞いは、衝撃波のマッハ数*M*、密度比 δ 、初期揺らぎの振幅 ξ にはほとんど依存していないことが明らかになった。

図3には、比較のため、初期の磁場強度を変えた場 合の結果も示してある。初期の磁場が強くなると、磁 場の増幅率に上限が出てくることがわかる。これは、磁 場の効果によって RMI の成長が抑制され、磁場の増幅 が止まってしまうことが理由である。流体不安定が磁 場の影響を受けるのは、磁気圧がガス圧と同程度になっ た場合である。このことから、磁場が増幅される上限 値は衝撃波通過後のガス圧 p* とエネルギー等分配とな る磁場強度と予想される。実際、我々のシミュレーショ



図 3: RMI によって増幅された最大磁場強度の時間発展。初期の磁場強度が弱い場合 (β = 10⁸)から強い場合 (β = 1)までを示している。実線と破線は解像度の違いで、破線の方がグリッドサイズが半分の高解像度シミュレーションの結果である。初期磁場が弱いと、磁場は約 100 倍まで増幅され、その値でほぼ飽和している。一方、初期磁場が強い場合は、増幅される磁場に上限があり、常に同じ値で飽和している。その飽和磁場強度は、衝撃波通過後のガス圧とおよそエネルギー等分配になる値である。

ン結果もまさにそのようになっている。ちなみに、図3 には高解像度シミュレーション結果が点線で表されて いる。この図からは、増幅される磁場の上限値は解像 度にも依存していないことがわかる。

増幅後の磁場強度は、衝撃波通過後のガス圧 p* で決 まることがわかったが、そのガス圧は初期の衝撃波速 度と密度比で決まっている。図4は p* が初期値でどう 決まっているかを示した図である。もしガス圧が衝撃 圧縮によって10⁴ 倍になれば、磁気圧の上限値も10⁴ 倍 まで上がることになり、これば磁場強度で言えば100 倍の増幅に相当する。したがって、密度比が10倍程度 の星間空間を考えると、マッハ数がおよそ 50以上であ れば、100倍以上の磁場増幅が可能ということになる。 超新星衝撃波の典型的なマッハ数が100以上であるこ とを考えると、RMIによる100倍の磁場増幅は容易に 可能であると結論できる。

さらに面白い結果として、図5に示した RMI 成長後の磁場の確率密度分布の特徴がある。一般的な乱流磁場の分布とは異なり、RMI によって増幅された磁場の



図 4: マッハ数と密度比から決まる衝撃波通過後の圧力 の二次元分布図。増幅されうる最大磁場強度は、この p^* で決まっている。 $p^*/p_0 = 10^4$ となるラインが100倍 以上の磁場増幅が保証する条件を示している。

分布はべき乗則になっている。これは、図2で示した平 行衝撃波の場合でも、磁場を衝撃波面と平行にした垂 直衝撃波の場合でも、似たような分布になっている。こ こで注意してほしいのは、我々の計算では RMI のたっ た一つのモードの進化の結果として、図5のような分 布が得られている点である。実は、この分布は、星間 空間をより詳細に模擬した大規模数値シミュレーショ ンの結果と、極めてよい一致をしている [2]。このこと は、RMI による磁場増幅が、実際に星間磁場の強度分 布を決める素過程となっている可能性を強く示唆して いる。

3 今後の展開

我々は RMI が星間磁場の増幅過程として有効である ことを、二次元磁気流体シミュレーションを用いて明 らかにした。今後は、RMI による磁場増幅過程を実験 的に検証する試みにも挑戦していきたいと考えている。 実験には大阪大学レーザーエネルギー学研究センター にある激光レーザーを用いる。物質に高強度レーザー を照射することで発生する衝撃波を利用し、不均一な 密度分布との相互作用による RMI の成長過程やそこで の磁場強度を計測し、磁場増幅過程を実験的にも確か めていきたい。

また、RMI は天体現象としてだけでなく、例えば慣 性核融合の分野でも注目されている。慣性核融合では レーザーを用いてシェル状の多層ターゲットを爆縮さ



図 5: 磁場の確率密度分布。図2で示した平行磁場の場 合を実線で、初期磁場を90度回転させた垂直衝撃波の 場合を破線でそれぞれ示している。磁場がべき乗則分 布をしていることが、RMIによって増幅された磁場の 特徴と言える。この特徴は、星間磁場のより詳細な大 規模シミュレーション結果とよい一致を示しているこ とは興味深い。

せることで、高温高密度状態を形成させる。もし多層 のターゲット中を衝撃波が伝播する際に、RMI が成長 し、乱流混合が起こってしまうと爆縮の効率が下がる という問題が生じる。すなわち、ここでは不安定を起 こさないように制御するというのが目的となる。この 分野でも、磁場の効果がまだ十分に考慮されておらず、 今後是非このような問題にも取り組んでいきたいと考 えている。そのような状況では、天体プラズマのよう な一流体的な扱いではなく、電子とイオンを区別した 二流体的な解析が本質的になることが予想される。そ こで今後は、ホール効果などを含めた数値解析に拡張 してきたいと考えている。

参考文献

- Y. Uchiyama, F. A. Aharonian, T. Tanaka, T. Takahashi, and Y. Maeda, Nature, 449, 576 (2007).
- [2] T. Inoue, R. Yamazaki, and S. Inutsuka, Astrophys. J., 695, 825 (2009).
- [3] M. Brouillette, Annu. Rev. Fluid Mech., 34, 445 (2002).
- [4] K. Nishihara, J. G. Wouchuk, C. Matsuoka, R. Ishizaki, and V. V. Zhakhovsky, Phil. Trans. R. Soc. A, 368, 1769 (2010).

- [5] H. Koyama, and S. Inutsuka, Astrophys. J., 564, L97 (2002).
- [6] T. Sano, S. Inutsuka, and S. M. Miyama, Astrophys. J., 506, L57 (1998).
- [7] T. Sano, S. Inutsuka, N. J. Turner, and J. M. Stone, Astrophys. J., 605, 321 (2004).
- [8] Y. Masada, and T. Sano, Astrophys. J., 689, 1234 (2008).
- [9] T. K. Suzuki, and S. Inutsuka, Astrophys. J., 632, L49 (2005).
- [10] J. G. Wouchuk, and K. Nishihara, Phys. Plasmas, 4, 1028 (1997).