



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

磁場は様々な天体现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、マッセ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、非圧縮性の波に対しては 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] など様々な天体现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 ρ_{H_2} の分子雲と ρ_{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

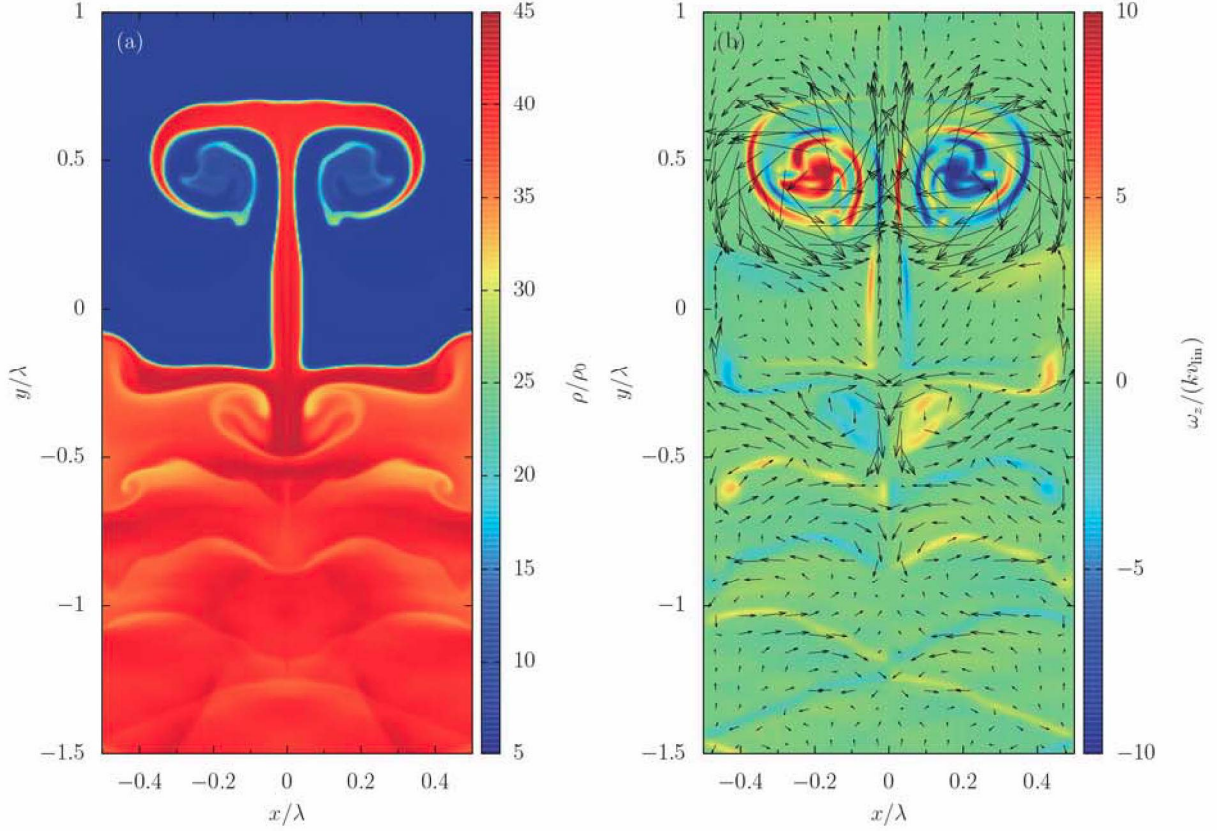


図 1: RMI の非線形成長段階における (a) 密度分布と (b) 渦度分布及び速度ベクトル。モデルパラメータは、揺らぎの初期振幅 $\xi = 0.1$ 、密度比 $\delta = 10$ 、マッハ数 $M = 10$ 、磁場強度 $\beta = 10^8$ である。どちらも RMI の成長時間 t_{RMI} で規格化した時刻 $t/t_{\text{RMI}} = 2\pi v_{\text{lin}} t/\lambda = 10$ のスナップショット。

行する方向に一樣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 $\delta = \rho_{\text{H}_2}/\rho_{\text{H}}$ 、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 $\beta = 8\pi p_0/B_0^2$ (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 $t/t_{\text{RMI}} = 2\pi v_{\text{lin}} t/\lambda = 10$ でのスナップショットである。ここで、 v_{lin} 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 $\xi = 0.1$ が RMI によって成長して、マッス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。マッス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 v_{lin} 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。

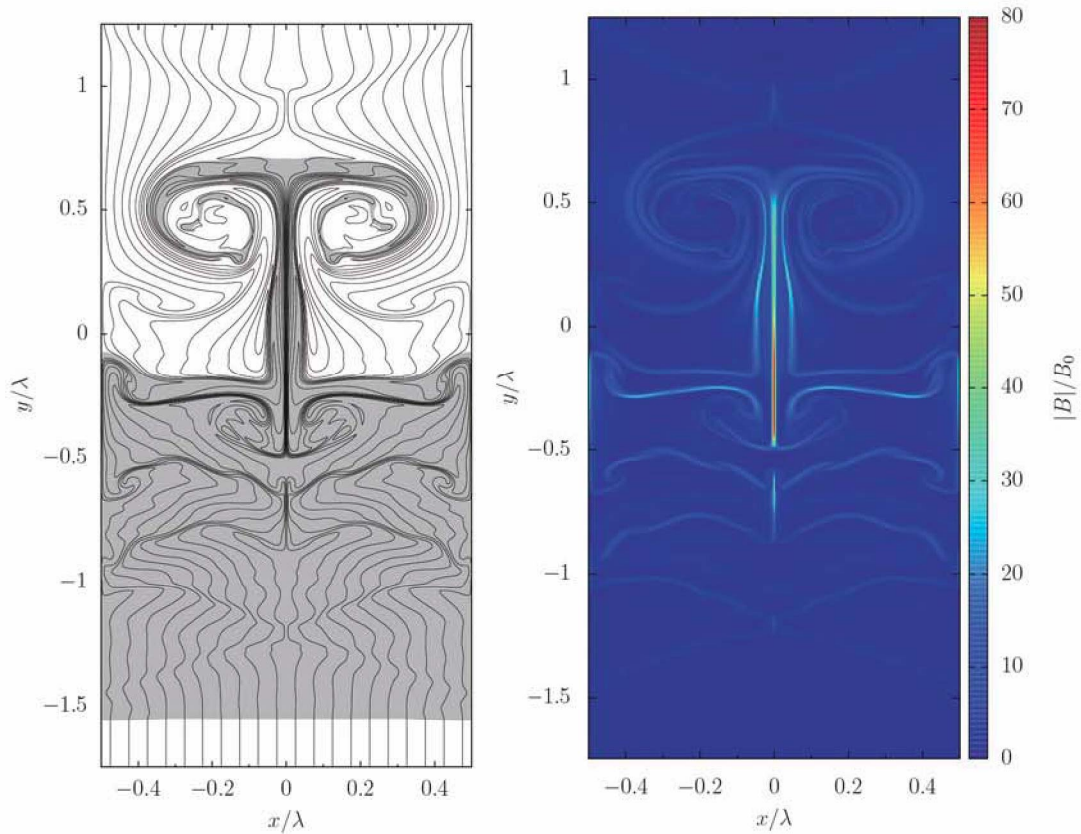


図 2: 図 1 と同じモデル、同じ時刻での (a) 磁力線と (b) 磁場強度分布。初期磁場は一様 B_y を仮定している (すなわち平行衝撃波)。マッシュルームの軸の中心部に磁力線が集中して、最も磁場が強められていることがわかる。最大強度は初期磁場と比べて約 100 に達している。

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) の速度分布を見ると、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。

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 $t/t_{\text{RMI}} \approx 1$ で急速に磁場が増幅され、 $t/t_{\text{RMI}} \approx 10$ 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

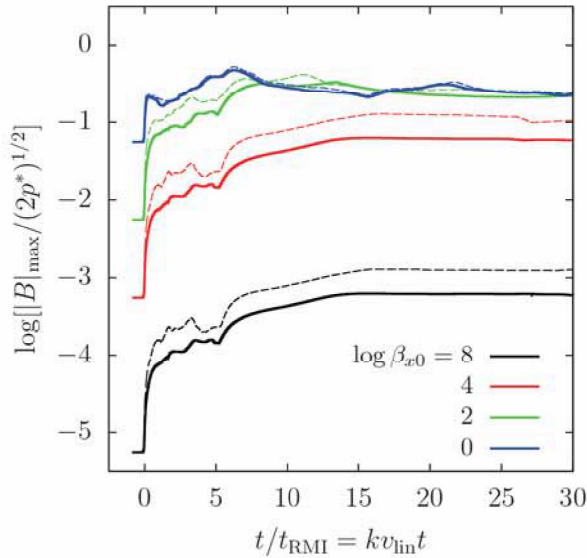


図 3: RMI によって増幅された最大磁場強度の時間発展。初期の磁場強度が弱い場合 ($\beta = 10^8$) から強い場合 ($\beta = 1$) までを示している。実線と破線は解像度の違いで、破線の方がグリッドサイズが半分の高解像度シミュレーションの結果である。初期磁場が弱いと、磁場は約 100 倍まで増幅され、その値でほぼ飽和している。一方、初期磁場が強い場合は、増幅される磁場に上限があり、常に同じ値で飽和している。その飽和磁場強度は、衝撃波通過後のガス圧とおおよそエネルギー等分配になる値である。

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 10^4 倍になれば、磁気圧の上限値も 10^4 倍まで上がることになり、これは磁場強度で言えば 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

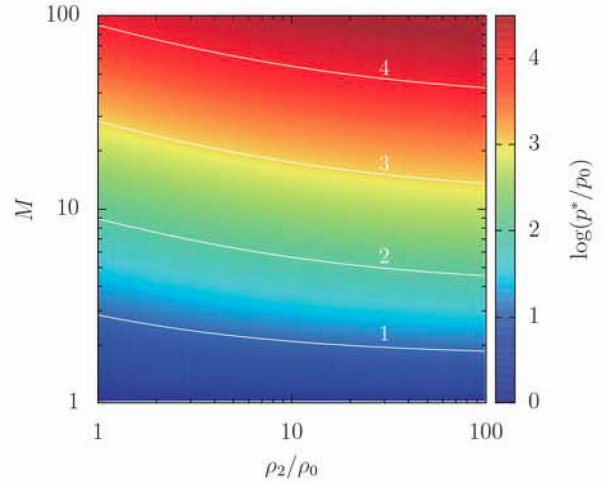


図 4: マッハ数と密度比から決まる衝撃波通過後の圧力の二次元分布図。増幅される最大磁場強度は、この p^* で決まっている。 $p^*/p_0 = 10^4$ となるラインが 100 倍以上の磁場増幅が保証する条件を示している。

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エル状の多層ターゲットを爆縮さ

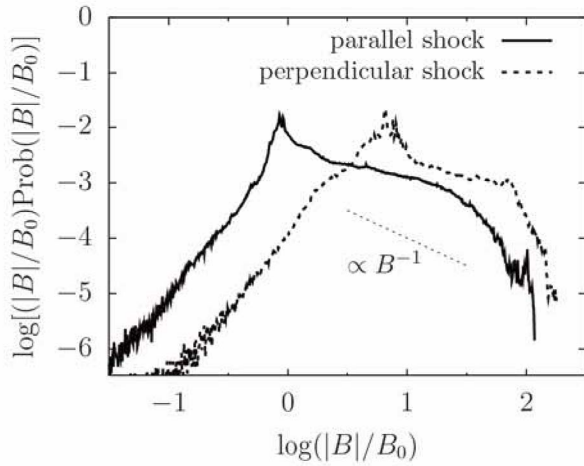


図 5: 磁場の確率密度分布。図 2 で示した平行磁場の場合を実線で、初期磁場を 90 度回転させた垂直衝撃波の場合を破線でそれぞれ示している。磁場がべき乗則分布をしていることが、RMI によって増幅された磁場の特徴と言える。この特徴は、星間磁場のより詳細な大規模シミュレーション結果とよい一致を示していることは興味深い。

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、今後は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いきたいと考えている。

参考文献

- [1] 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).