

No.

国立天文台 天文学データ解析計算センター
成果報告書 (平成17年度)

提出期限：平成18年3月20日(月)17:00 必着

応募カテゴリ（いずれかを選択） B

システム（いずれかを選択） VPP

プロジェクト ID: whk13b

研究代表者（現在のユーザ ID : koyamahr）

氏名	小山 洋		
所属機関名	神戸大学自然科学研究科		
連絡先住所	〒 657-8501 神戸市灘区六甲台町 1-1		
電話番号	078-803-6566		
E-mail	hkoyama@kobe-u.ac.jp		
職または学年	COE 研究員		
研究代表者が学生の場合には指導教官の氏名			

研究課題名

(和文)	二相磁気星間雲の形成
(英文)	Formation of magnetized interstellar two-phase medium

研究分担者

[illegible]

成果に関連して出版、もしくは印刷、投稿中の論文リスト

(1) このプロジェクト（同様の過去のプロジェクトも含む）での成果

今年度中に出版された論文、国際会議集録、国際会議、学会、研究会発表、その他出版物（印刷中、投稿中の場合はその旨を記載すること）

(2) これまでのプロジェクトの今年度中の成果

今年度中に出版された論文、国際会議集録、国際会議、学会、研究会発表、その他出版物（印刷中、投稿中の場合はその旨を記載すること）

評価資料として利用いたしますので、様式・順序は任意ですが、学術論文については題名、著者、発行年月、雑誌名、巻、ページが記載されていること。

- S.-I. Inutsuka, H. Koyama, and T. Inoue, The Role of Thermal Instability in Interstellar Medium. MAGNETIC FIELDS IN THE UNIVERSE: From Laboratory and Stars to Primordial Structures. AIP Conference Proceedings, Volume 784, pp. 318-328 (2005).
- H. Koyama and S.-I. Inutsuka, Thermal and Dynamical Models of Multi-phase ISM. Proceeding of 9th Asian-Pacific Regional IAU Meeting, July 26-29 (2005), in Bali Indonesia
- H. Koyama and S.-I. Inutsuka, Formation of Turbulent Clouds, Protostars and Planets V, Proceedings of the Conference held October 24-28 (2005), in Hilton Waikoloa Village, Hawai'i. LPI Contribution No. 1286., p.8302
- 小山洋. 乱流による二相星間ガスの混合について. 天文学会秋季年会、札幌、2005年10月

成果の概要

星間磁気雲は弱電離プラズマであるため Ambipolar diffusion の効果が重要になる場合がある。ここでは Ambipolar diffusion 数値計算法について報告する。

Strong coupling approximation

Ambipolar diffusion は中性流体の速度 $\mathbf{v}_n$ とイオン流体の速度 $\mathbf{v}_i$ の差 $\mathbf{v}_d = \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n$ によって生じるので、2 流体を扱う必要がある。しかしこれには計算量が大きくなるだけでなく堅い方程式を解かなければならない難点が生じる。そこで近似的に取り扱うことを考える。

今、速度差 $\mathbf{v}_d$ が十分小さく電離度が十分低ければイオンの慣性を無視することができる。すなわちイオンの運動方程式で drag force と Lorentz force が釣り合っていると仮定することが出来る。

$$\rho_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -A\rho_n\rho_i\mathbf{v}_d + (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) = 0, \quad (1)$$

ここに $\mathbf{J} = (\nabla \times \mathbf{B})/(4\pi)$ である。このとき誘導方程式は

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}), \quad (2)$$

$$= \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \nabla \times (\mathbf{v}_d \times \mathbf{B}). \quad (3)$$

我々は理想磁気流体の数値解法として Sano & Inutsuka (1999, 以下 SI と略記する) が開発した有限体積法を用いた。この方法では磁場の法線成分がセル表面の平均値、それ以外の物理量がセル体積の平均値として表される。特に空間 2 次精度であれば平均値は表面、体積の中心位置での値と一致する。従って誘導方程式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \oint_C (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{r} \quad (4)$$

に従って、セルの片の一周積分 (閉区間 C) することになる。つまり、セル片での $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ の値を必要とする。SI ではリーマン問題の解からセル表面での $\rho, \mathbf{v}$ を求め、セル表面からセル片までアルフヴェン波の特性曲線を用いて補外する。

以上は理想磁気流体の場合の積分法であった。Ambipolar diffusion の項も同様に積分するにはセルの片での Lorentz force を求めなければならない。最も簡略化した方法として、セル中心で定義された Lorentz force から $\mathbf{v}_d$ を求め、それを線形補間してセルの片にもっていく方法が考えられる。しかし、結論から言うところの方法では線形モードを正しく解くことが出来なかった。これは高階微分が正しく取り扱われていないためだと思われるが、ここでは原因を深く追及しない。その代わりに、セルの片での $\mathbf{B}, \mathbf{J}$ を幾何平均によって求めてから片の値

$$\mathbf{v}_d \times \mathbf{B} = \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{A\rho_n\rho_i} \times \mathbf{B} = \frac{\mathbf{B}(\mathbf{J} \cdot \mathbf{B}) - \mathbf{J}B^2}{A\rho_n\rho_i} \quad (5)$$

を求めた。これより Ambipolar diffusion の項は

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \oint_C \frac{\mathbf{B}(\mathbf{J} \cdot \mathbf{B}) - \mathbf{J}B^2}{A\rho_n\rho_i} \cdot d\mathbf{r} \quad (6)$$

と求められる。この方法では少なくとも線形モードを正しく解くことが出来た。

Linear mode

テスト計算を行う為に線形解析を行った。ガスの運動は x 方向の 1 次元を考える。磁場は z 成分しかないと仮定する。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho v = 0, \quad (7)$$

$$\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} + \rho v_x \nabla v_x = -\nabla(p + \frac{B_z^2}{8\pi}), \quad (8)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = -B_z \nabla \cdot v + c_A^2/\nu_i \nabla^2 B_z, \quad (9)$$

$$\rho \frac{\partial e}{\partial t} + \rho v \cdot \nabla e + P \nabla \cdot v = 0, \quad (10)$$

ここに $e = P/((\gamma - 1)\rho)$, $c_A = B^2/(4\pi\rho)$, $\nu_i = A\rho_i$. この式からこのモードはオーム散逸と同じ形の解を持つことが分かる。今摂動として $\exp[i(kx - \omega t)]$ の形を仮定すると、摂動方程式は

$$-i\omega \frac{\rho_1}{\rho_0} + ikv = 0, \quad (11)$$

$$-i\omega v = -ik \frac{p}{\rho} - \frac{B^2}{4\pi\rho} ik \frac{b}{B}, \quad (12)$$

$$-i\omega \frac{b}{B} = -ikv, \quad (13)$$

$$-i\omega \frac{p}{P} + \gamma ikv = 0 \quad (14)$$

分散関係式は

$$\frac{\omega^2}{k^2} = c_s^2 + \frac{1}{\frac{1}{c_A^2} - \frac{k^2}{i\omega\nu_i}} \quad (15)$$

と求められる。今磁場は十分強いとして音速 c_s の項を無視する。この時この式を ω について解くと

$$\omega = -i \frac{x^2}{2\nu_i} \pm \sqrt{x^2 - \frac{x^4}{4\nu_i^2}}, \quad (16)$$

と表される。ここに $x = kc_A$ である。

図1は ω の実部と虚部を波数の関数としてプロットしたものである。短波長になるにつれて強く減衰する性質を見ることが出来る。一方で、長波長では磁気音波による振動が見られる。図中の“□”は今回開発したコードで計算した成長率である。線形成長が正しく追えていることがわかる。

2 流体の取り扱い

ここでは比較の為に、厳密な2流体を扱った場合の線形モードについて言及する。いまガス圧は磁気圧に比べて小さいと仮定すると、エネルギー方程式を無視することができる。基礎方程式は

$$\rho_n \left[\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}_n + (\mathbf{v}_n \cdot \nabla) \mathbf{v}_n \right] = A\rho_i \rho_n (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n), \quad (17)$$

$$\rho_i \left[\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}_i + (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \mathbf{v}_i \right] = -\frac{1}{8\pi} \nabla B^2 - A\rho_i \rho_n (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n), \quad (18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} B = -B(\nabla \cdot \mathbf{v}_i), \quad (19)$$

と表される。摂動方程式は以下のように表される

$$-i\omega v_n = A\rho_i(v_i - v_n), \quad (20)$$

$$-i\omega v_i = -\frac{B}{4\pi\rho_i} ikb - A\rho_n(v_i - v_n), \quad (21)$$

$$-i\omega b = -Bikv_i \quad (22)$$

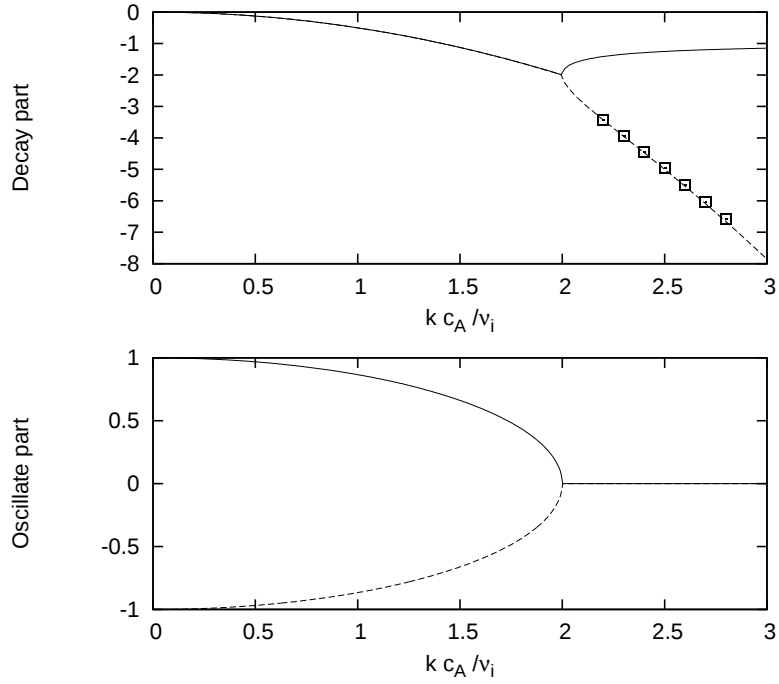


図 1: 分散関係。□はテスト計算によって求めた成長率。線形成長が正しく追えていることを示している。

これを解くと分散関係式

$$\omega^2 \left(1 + \frac{1}{f - \frac{i\omega}{\nu_{in}}} \right) = k^2 c_{A,i}^2 \quad (23)$$

が得られる。ここに $\nu_{in} = A\rho_n$ 、 $c_{Ai} = B/(4\pi\rho_i)^{1/2}$ である。今、電離度が十分低いとして $f = \rho_i/\rho_n \rightarrow 0$ の極限を考えると分散関係式は

$$\omega^2 + i\omega\nu_{in} - k^2 c_{Ai}^2 = 0, \quad (24)$$

これを ω について解くと

$$\omega = -i\frac{\nu_i}{2} \pm \sqrt{k^2 c_A^2 - \left(\frac{\nu_i}{2}\right)^2} \quad (25)$$

となる。図 2 に実部と虚部を描いた。Strong coupling 近似の場合と異なり、長波長側で振動モードが無くなっている。

以上のように Strong coupling 近似とは線形モードの振る舞いが大分異なる。具体的な星間雲へ適応する際には注意が必要である。

参考文献

- [1] Heutsch, F., Zweibel, E. G., Slyz, A. D., & Devriendt, E. G. 2004, ApJ, 603, 165
- [2] Tagger, M., Falgarone, E., & Shukurov, A. 1995, A&A, 299, 940

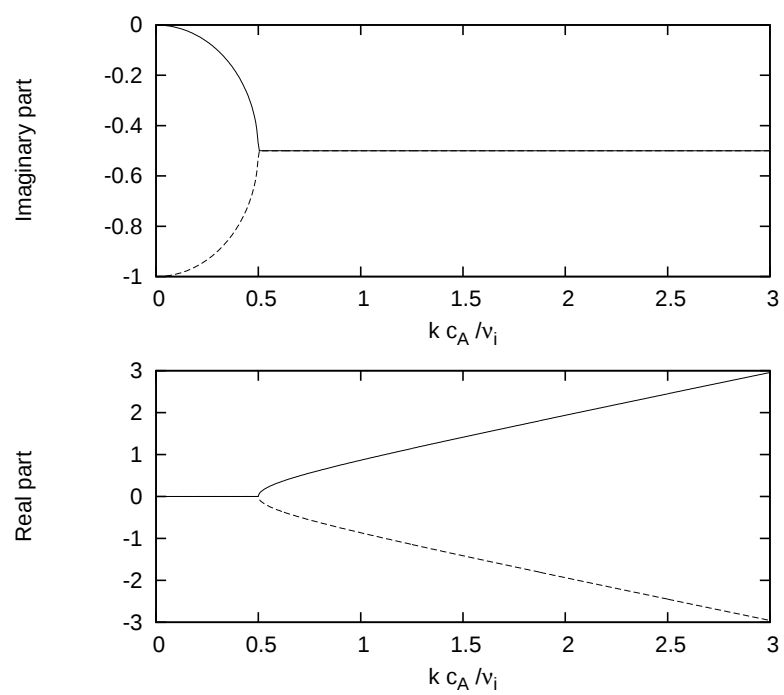


図 2: 2 流体を扱った場合の分散関係。短波長で振動モードがみられ、長波長側では減衰モードしかないことがわかる。