原始惑星系円盤における渦の生成と消滅

稲葉知士¹, Pierre Barge²

1. はじめに

1.1 固体粒子落下の問題

原始星は分子雲コアの収縮により作られる. 分子雲 はゆっくりと回転しているため、角運動量を持ったガ スは直接原始星に落ち込まず,原始星の周りに円盤(原 始惑星系円盤)を形成する.現在までに、ハッブル宇 宙望遠鏡などの観測により、

生まれたばかりの星の周 囲に円盤が存在することが明らかになった. ハッブル 宇宙望遠鏡の観測は可視光で行われているが、赤外線 やミリ波の観測からは、円盤の温度分布や円盤に含ま れる固体粒子の総質量が求められた. 分子雲中の平均 的な固体粒子とガスの質量比(1対100)を円盤も保 持していると仮定すると、円盤の平均的な総質量は中 心星質量の数パーセント程度になる。さらに、円盤中 の固体粒子の総質量は中心星の年齢と共に減少してい る様子も観測されている. これは固体粒子が成長する ことにより、見かけ上固体粒子が減ったように見える ためだと考えられている.

円盤内のガスは圧力勾配を感じるため中心星重力よ りも小さな遠心力で動径方向の力がつりあっており, ケプラー速度よりわずかに遅い速度で中心星周りを回 転している.一方,固体粒子は圧力勾配を感じずケプ ラー速度で中心星周りを回転しようとする.その結果, 固体粒子は絶えずガスの向かい風を受け,角運動量を 失って中心星方向へ落下する.しかし,小さい固体粒 子の運動は動径方向の運動に際しても強いガス抵抗を 受けるため、中心星へ落下するのに時間がかかる.ま た、大きい固体粒子はガスの運動の影響をあまり受け ず、やはり中心星へなかなか落下しない.一方、中 間サイズの固体粒子は最も強くガス抵抗の影響を受け、 短時間で中心星へと落下する.例えば、半径1メート ル程度の固体粒子は、数百年程度で中心星に落下して しまう.そのため、固体粒子がマイクロメートルサイ ズからガス抵抗の影響をあまり受けなくなるサイズま で徐々に成長していくと考えると、ある程度大きくな った固体粒子は、成長する前に中心星へと落下してし まう.それ故、現在の惑星系の素となる材料物質が惑 星を作る前にすべて失われてしまうかもしれないとい う問題が生じる.

1.2 逆行渦による固体粒子の捕獲

最近,固体粒子が短時間で中心星に落下してしまう という上記の問題を解決する手段として,寿命の長い 大きな「逆行渦」の存在が注目を浴びている[1]. 渦は, 主にコリオリカと圧力勾配がつりあって安定な流れを 作る. 渦には,渦中心周りの流れの角速度の方向がケ プラー角速度と一致する順行渦と,反対方向である逆 行渦がある.中心が低圧である順行渦はケプラーシア によってすぐに壊されてしまうが,中心が高圧の逆行 渦は長寿命であることが知られている.この高圧の逆 行渦では,外向きの圧力勾配とつりあうようにコリオ リカは渦中心を向いている.渦の中で固体粒子はガ ス抵抗を受けてガスと同じ向きに渦運動し、やはり渦 中心へ向かうコリオリカをうける(図1).しかし、固 体粒子は圧力勾配を感じないため、渦中心に集中する.

^{1.} 早稲田大学国際教養学部

^{2.} Laboratoire d'Astrophysique de Marseille



図1: 渦中においてガスと固体粒子が受ける力.

実際,固体粒子が渦中心に捕らえられることは,数多 くの数値的な研究から明らかになってきた[1].従って, もし逆行渦が円盤中に長く存在するならば,すべての 固体粒子が中心星へ落下してしまい,惑星系の素とな る材料物質が失われるという問題を解決出来る可能性 がある.また,長時間安定な逆行渦の存在は,以下に 挙げる重要な惑星形成問題を解く手がかりになる可能 性が高い.(1)渦中心にダストが集中することにより, 微惑星形成の有力な候補である重力不安定がより簡単 に働くようになる.(2)渦中心に大量の固体粒子が集 まって一気に木星型惑星のコアを形成することにより, 従来のコア集積モデル[2]に比べて短い時間で木星型 惑星を形成することが可能になる.(3)渦は角運動量 を効率よく外側へと運び,円盤の散逸を助ける.

1.3 逆行渦の形成機構と安定性

これまで,円盤中の逆行渦形成の様々な機構が提案 されてきた.磁気流体不安定や分子雲の収縮の際に生 じた小さな渦が合体成長することで形成された逆行 渦[3,4],円盤内におけるエントロピー勾配による傾 圧不安定で生じた逆行渦[5],ある半径のところでド ーナッ状に局所的に大きなガス密度を持つ場におけ るロスビー不安定で生じた逆行渦[6] などが挙げられ る.形成された後の,逆行渦の安定性の研究は,二 次元的な数値計算を中心に進められてきたが,初期流

速を適当に与えると逆行温は安定でいられず中心星の 周りを10周程すると壊れてしまうことが分かっている [7]. 最近行われた三次元的な計算では、円盤の高さ 方向の回転速度のずれにより二次元的な渦は破壊され ることも示された[8]. 現在の一般的な円盤のモデル では, 円盤内の角運動量輸送は磁気流体不安定によっ て作られた乱流によって駆動されていると考えられて いる[9]. この磁気流体不安定を起こすためには、円 盤ガスはイオン化し磁場とカップルしなければならな い. 中心星に近い領域では高温のためガスはイオン化 し、 円盤外側領域では宇宙線との相互作用によってガ スはイオン化される. しかし、中心星から1-10AUの 領域では、ガスをイオン化するほど温度は高くなく、 また、ガスが高密度であるため宇宙線が中心面付近ま で侵入することは出来ない. そのため、ガスはイオン 化されず磁気流体不安定は起こらない、このような磁 気流体不安定が起こらずガスの輸送のない領域はデッ ドゾーンと呼ばれている[10]. 円盤外側領域では、磁 気流体不安定で作られた乱流によってガスは角運動量 を外側へ輸送し、中心星方向へ落下する、落下した ガスは、ガス輸送のないデッドゾーンの外側境界付近 に溜まっていく. その結果, デッドゾーン外側境界に 局所的に大きなガス密度を持つガス溜りが形成される [11]. 形成されたガス溜りの密度が臨界値を超えると ロスビー不安定により逆行渦が形成される. 生じた逆 行渦は、自動的に周囲の流れと馴染んでおり、先に問 題となった初期流速の与え方の困難は回避される.

1.4 ガスと固体粒子の相互作用

本研究では、磁気流体不安定を通して円盤外側領域 から運ばれたガスで形成されたガス溜りを初期条件と した二次元流体計算を行う.従来の円盤研究では、ガ スの運動のみに着目して研究がされてきた.その際に、 固体粒子の運動はガス抵抗を通してガスから影響を受 けるが、ガスの運動は固体粒子から影響を受けないと 仮定されてきた.しかし、本研究で問題となっている 逆行渦の中心では固体粒子が集中して、固体粒子の密 度が初期密度の10 倍以上になる場合もある. その際は, ガスの運動に対する固体粒子の影響を無視することが 出来なくなる. そのため,本研究ではガスと固体粒子 の相互作用を導入し,ガスの運動は固体粒子の運動に よって影響を受け,固体粒子の運動もガスによって影 響を受けるという効果を入れる.

2. 基礎方程式と初期条件

太陽質量を持つ中心星周りを回転しているガスと固 体粒子からなる円盤の運動を考える. 簡単化のため, 固体粒子のサイズは単一と仮定する. ガスと固体粒子 はガス抵抗を通して,お互いに影響を及ぼしあってい る. 中心星からの距離を r とし, x 軸との角度を θ と して円柱座標で円盤を記述する. ガスの運動を記述す る基礎方程式は,質量保存則,オイラー方程式, エネ ルギー保存則からなり以下で与えられる.

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_{\rm g}}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \sigma_{\rm g} u_{\rm g}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{\rm g} v_{\rm g}}{\partial \theta} = 0, \\\\ \frac{\partial \sigma_{\rm g} u_{\rm g}}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r (\sigma_{\rm g} u_{\rm g}^2 + p)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{\rm g} u_{\rm g} v_{\rm g}}{\partial \theta} \\\\ = \frac{\sigma_{\rm g} v_{\rm g}^2}{r} - \frac{\sigma_{\rm g} G M_{\odot}}{r^2} + \frac{p}{r} + F_r, \\\\ \frac{\partial \sigma_{\rm g} v_{\rm g}}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \sigma_{\rm g} u_{\rm g} v_{\rm g}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\sigma_{\rm g} v_{\rm g}^2 + p)}{\partial \theta} \\\\ = -\frac{\sigma_{\rm g} u_{\rm g} v_{\rm g}}{r} + F_{\theta}, \\\\ \frac{\partial \sigma_{\rm g} e_{\rm g}}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r (\sigma_{\rm g} e_{\rm g} + p) u_{\rm g}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\sigma_{\rm g} e_{\rm g} + p) v_{\rm g}}{\partial \theta} \\\\ = -\sigma_{\rm g} u_{\rm g} \frac{G M_{\odot}}{r^2}. \end{cases}$$

ここで、 σ_{g} , u_{g} , v_{g} はそれぞれガスの面密度,動径 方向速度、周方向速度を表し、p, e_{g} はそれぞれ円盤 の厚さ方向に積分した圧力とエネルギーを表す.また、 オイラー方程式の最後の項の F_{r} , F_{θ} は、それぞれ動径 方向と周方向のガス抵抗を表す.ガスの平均自由行程 と固体粒子半径の比によって、ガス抵抗はストークス 則かエプスタイン則で表される.ダストの基礎方程式 は、オイラー方程式において圧力項をはぶき、ガス抵 抗は F_r , F_θ の逆符号で与えられる.

第1節で紹介した様に,磁気流体不安定が働く円盤 外側から運ばれたガスによってデッドゾーンの外側境 界にガス密度が周囲より大きいガス溜りを形成する. 円盤内部で粘性を変化させて,どの程度ガスがデッド ゾーン外側境界に溜まるか最近の研究によって調べら れた[11].その結果によると,ガス溜りの密度は背景 のガス密度に対して30%程度大きくなり,ガス溜りの 幅は1AU程度である.この数値計算結果を本研究の 初期条件として与える.背景のガス密度分布として, 最小円盤モデルを用いる.

3. 計算結果

現在においても、円盤全体の進化の数値計算をする ことは不可能である.そのため、本研究では数値計算 領域を円盤内の小領域に限定し、内側半径と外側半 径をそれぞれ5AU と10AU に持つリング領域に設定 する.計算領域は半径方向と周方向を、それぞれ200 等分に分割し、計40000 個のセルに分ける.ガス溜り の位置(デッドゾーンの外側境界)は、中心星から 7.5AU 離れた位置にあると仮定する.ガスと固体粒 子の方程式は、ソース項と移流項を続けて解くオペレ ーター分割法を用いて解く、ソース項の計算はルンゲ クッタスキームで解き、移流項の計算には、有限体積 法を用いてMUSCL-Hancockスキームで解く[12].

3.1 ガスのみの場合

まず, ガスのみからなる円盤の進化の計算を行う. 図2にはそれぞれ,0,185,1027,2054年(7.5AUに おける0,9,50,100周に対応)でのガスの面密度の 等高線が描かれている.渦の存在を明らかにするため, 背景のガスの面密度を差し引いて,7.5AUの背景のガ ス面密度で規格化している.線形計算の結果から,ガ ス溜りは周方向に5のモードで最も不安定であること が知られている[13].実際に,線形計算の結果と矛盾 せずに,185年には5つの高圧で小さな逆行渦が形成



図2 : (a)0, (b)185, (c) 1027, (d) 2054 年におけるガスの面密度分布.



r

図3: 2054年におけるガスの面密度分布の拡大図. 矢印は各流体素片の流速を示している.

している. この小さな逆行渦の中心は, それぞれ中 心星からの距離がわずかに異なるため, ケプラー回転 速度の差により, 近寄って合体成長する. その結果, 1027年にはひとつの大きな逆行渦が形成される. この 形成された大きな逆行渦は非常に安定で, 2054年にお いても渦の形を維持している. 図3では2054年におけ る逆行渦の拡大図が示されている. 矢印は各流体素片 の7.5AU におけるケプラー速度からのずれの速度を 表している. 計算領域の境界付近では, ケプラー速度 からのずれは非常に小さく, その場所でのケプラー速 度でほぼ近似される. 一方, 密度の大きい渦の中心付 近においては, 時計回りの流れがみられ, 逆行の渦で あることが確認できる. 渦は周方向に非常に伸びた構 造を持っていて, 軸比は1対23である.

3.2 固体粒子が加わった場合

次に円盤内に固体粒子を加えた計算結果を示す。初 期条件として,固体粒子の面密度はガスの背景面密度 の1/100 であると仮定する.図4は直径1cmの固体粒 子を含む円盤進化の結果であり, 205, 1027, 2054 年に おけるガスと固体粒子の面密度をそれぞれ示してある. 図2 と同様に、ガスと固体粒子の背景の面密度を除い ている.205年におけるガスの小さな逆行渦の形成は, ガスのみからなる円盤の進化と非常に似ている。一方, 固体粒子の面密度は、それぞれの渦中心において初期 に比べて数倍上昇している。1027年には、小さな渦の 合体成長で大きな渦が形成される. しかし, ガスのみ の場合で形成された渦と比較すると、周方向にさらに 伸びた渦が形成される. 固体粒子は渦中心に集中し固 体粒子の面密度は初期面密度の10倍ほどまで上昇する. **固体粒子の面密度が上昇するに従って、ガスの運動に** 対する固体粒子の影響が重要になってくる. 固体粒子 の渦中心への集中と共に、渦の強さは次第に弱くなっ て、2054年にはガスの面密度分布から渦を見つける ことは難しくなる.

一方,固体粒子の面密度はさらに上昇して初期に比べて20倍も大きくなる.図5は計算領域内での最大ガ

ス面密度と最大固体粒子面密度の時間進化を示してい る. それぞれ,渦中心付近におけるガスの面密度と固 体粒子の面密度に対応している.まず,逆行渦の形成 に伴い,最大ガス面密度は上昇する.その際,固体粒 子面密度も徐々に上昇しているのが見られる.固体粒 子面密度が,初期の面密度の10倍程度になると(ガ ス面密度に対して1/10),渦の強さが弱くなりガスの 面密度が減少する.その後も,固体粒子は渦中心へ集 中を続ける.しかし,固体粒子の集中は600年程度で 止まり,その後,ケプラーシアにより固体粒子の集中 は薄まっていく.

第1節で述べたように、ガス抵抗の大きさは固体粒 子のサイズに依存する.図6において、10cmと0.2cm の直径を持つ固体粒子をそれぞれ加えた場合の計算 結果を示す.小さい固体粒子は、ガスの運動と強くカ ップルし、ガスから分離した動きがしにくい.その結 果、小さい固体粒子は大きな固体粒子に比べて渦中心 に集中するのに時間がかかる.実際、0.2cmの固体粒 子は2054年においても渦中心への集中度が弱く、ガス の面密度分布からも渦の形は維持されている.一方、 10cm の固体粒子は、ガス抵抗の影響をまともに受け 205 年には既に渦中心に強く集中しているのが見られ る.

4. まとめ

原始惑星系円盤は磁気流体不安定によって角運動量 の受け渡しが行われ、ガスは中心星方向へと落下す る.しかし、ガスのイオン化が小さいデッドゾーンで は磁気流体不安定が起こらず、ガスの流れは起こらな い.そのため、デッドゾーンの外側境界付近にガス溜 りが形成される.ガス溜りの密度が、ある程度大きく なると摂動に対して安定でいられずロスビー不安定を 起こす.最初、いくつかの小さな高圧の逆行渦が形成 され、それらが合体成長して最終的に大きな逆行渦が 形成される(図7).逆行渦がガスのみで形成されてい る場合には、逆行渦は中心星周りを少なくとも100回



図4: ガスの面密度分布((a)205, (b)1027, (c)2054年)と直径1cmの固体粒子の面密度分布((d)205, (e)1027, (f)2054年).



図6: 直径10cmの固体粒子を含んだ円盤の205年におけるガスと固体粒子の面密度分布(a)(b)と直径0.2cmの固体粒子を含んだ円盤の2054年におけるガスと固体粒子の面密度分布(c)(d).



図5: ガスと固体粒子の最大面密度の時間進化.



図7: 原始惑星系円盤進化の概念図.(a) 原始惑星系円盤形 成,(b) 磁気流体不安定で運ばれたガスがデッドゾー ン外側境界に集積することで形成されるガス溜り,(c) ロスビー不安定による逆行渦の形成と固体粒子の捕 獲.

転する間安定である.一方,固体粒子を円盤に加える と,円盤進化の様子は一変する.固体粒子はコリオリ 力によって逆行渦の中心に集中し,自身の面密度を10 倍以上大きくする.固体粒子密度が大きくなると,固 体粒子とガスの相互作用によって,ガスの運動が影響 を受ける.固体粒子を多く含んだ渦は,その形を維持 できなくなり逆行渦は30回転程度で消滅する.自己重 力不安定の成長時間が回転時間程度であることを考え ると,この逆行渦での固体粒子の集中は,微惑星形成 や木星型惑星コア形成に関して重要な働きをする可能 性があると考えられる.

謝辞

Nakazawa Nagare Projectのメンバーには原稿を 詳しく読んで頂き大変感謝しています.

参考文献

- Barge, P. and Sommeria, 1995, Astron. Astrophys. 295, L1
- [2] Inaba, S. et al., 2003, Icarus 166, 46
- [3] Bracco, A. et al., 1999, Phys. Fluids 11, 2280

- [4] Fromang, S. and Nelson, R. P., 2005, MNRAS 364, L81
- [5] Klahr, H. and Bodenheimer, P., 2003, Astrophys. J. 582, 869
- [6] Li, H. et al., 2001, Astrophys. J. 551, 874
- [7] Davis, S. S., 2002, Astrophys. J. 576, 450
- [8] Barranco, J.A. and Marcus, P. S., 2005, Astrophys. J. 623, 1157
- [9] Balbus, S. A. and Hawley, J. F., 1998, Rev. Modern Phys. 70, 1
- [10] Gammie, C. F., 1996, Astrophys. J. 457, 355
- [11] Varniere, P. and Tagger, M., 2006, Astron. Astrophys. 446, L13
- [12] Inaba, S. et al., 2005, Astron. Astrophys. 431, 365
- [13] Li, H. et al., 2000, Astrophys. J. 533, 1023
- [14] Inaba, S. and Barge, P., 2006, Astrophys. J. in press