

原始太陽系星雲における同位体比均質化の可能性

竹石 陽 (東京工業大学大学院 理工学研究科)

Abstract

地球・月・火星・隕石の固体物質の同位体比は、軽元素の一部を除き 0.01%~0.1%程度の不均質しか残さないほど均質である。それに対し、恒星の形成元である分子雲コアの固体物質(ダスト)は複数の赤色巨星や超新星爆発から放出された物質で構成されていると考えられるため、固体物質の同位体比は互いに様々だと推定される。これらのことから、分子雲コアの重力崩壊から現在の太陽系が形成される過程で、すべての固体物質が蒸発し、再凝縮するほどの高温状態が存在したことが示唆される。なぜなら、同位体比の均質化が生じるには原子レベルで混合されることが必要だからである。しかし、このような高温プロセスが太陽系形成の過程で生じうるかということに対するモデル計算は今まで行われていなかった。そこで、本研究では太陽系形成の初期に相当する分子雲コア崩壊から原始太陽系星雲の形成と進化を数値シミュレーションし、どのような状況で固体物質の同位体比の均質化が実現しうるかを調べた。計算結果としては、原始太陽系星雲の温度分布は中心星に近いほど高温となった。このことから、固体物質の同位体比均質化が可能な状況は、形成される原始太陽系星雲の半径が比較的小さい状況、つまり分子雲コアの初期温度が大きく、初期角速度が小さい場合に相当する。

1 イントロダクション

恒星は宇宙空間を漂う水素分子を主成分とする分子雲の中で、比較的密度の大きい分子雲コアが重力崩壊を起こすことによって形成される。分子雲コアは複数の超新星爆発や赤色巨星から放出された物質で構成されていると推定すると、分子雲コア内の固体物質(ダスト)の同位体比は互いに様々だと考えられる。一方、隕石等の分析では地球・月・火星・隕石の固体物質の同位体比は 0.01%~0.1%の不均質しかない程に均質である。同位体比は各種の元素の存在比であり、各固体物質の同位体比が不均質から均質になるためには、一度蒸発しガス状態の中で原子レベルで混合される程の高温($\geq 2000\text{K}$)を経験した後、再凝縮することが必要である。そのため、太陽系を形成した分子雲コアから現在の太陽系が形成されるまでにそのような高温イベントが存在したことが示唆される。しかし、それに対するモデル計算は今まで行われていなかった。そのため、そのような高温状態が本当に実現し得るか、実現するとしたらいつ、どこで実現するのか、といった点は不明のままであった。本研究では分子雲コアの崩壊から原始太陽系星雲の形成と進化を計算し、すべての固体物

質が 2000K を経験することが可能な状況を調べる。

本研究では剛体回転している球状の分子雲コアを仮定する(図 1a)。分子雲コア内側に存在する物質の中心星の回転軸方向に対する角運動量は比較的小さく、分子雲コア外側の角運動量は比較的大きい。そのため分子雲コア内側の物質の多くは中心星に、外側の物質の多くは円盤に降着する。時間に沿って考えると、分子雲コアは内側から外側に崩壊するため、時間が経つにつれ降着する物質の角運動量は大きくなる。そのため円盤の比較的内側に物質が降着するだけでなく(図 1b)、外側にも降着するようになる(図 1c)。

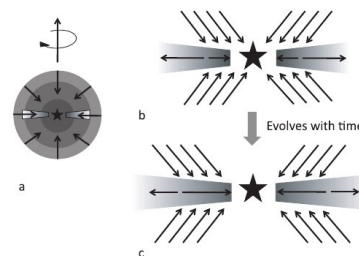


図 1: 分子雲コアから原始太陽系星雲の形成と進化の概略図 (Yang & Ciesla 2012 より引用)

2 モデル

2.1 分子雲コア

2.1.1 仮定

本研究では仮定として、分子雲コア内のダストの同位体比は一粒一粒では不均質であるが、局所的な領域間での同位体比は互いに均質とする (図 2)。これは分子雲コア内でダストが機械的によく混合されていれば実現される。この仮定から、原始太陽系星雲内の異なる領域、異なる時間で 2000K 以上を経験したとしても、それらのダストは互いに同位体比が均質となる。

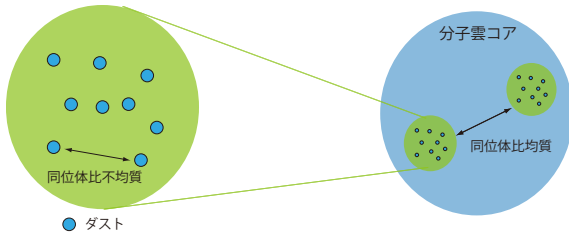


図 2: 仮定の説明図。左図のように一つ一つのダストは互いに同位体比不均質だが、右図のように、分子雲コア内の局所的な領域間での同位体比は互いに均質とする。

2.1.2 中心星・円盤への質量降着率

分子雲コアからの中心星・原始太陽系星雲への質量降着は Shu(1977) モデルを用いる。分子雲コアを球対称かつ等温 (音速が一定) のガス球と考え、磁場の効果を見捨てると、中心への質量降着率は以下の式となる。

$$\dot{M} = 0.975 \frac{c_s^3}{G}, \quad (1)$$

\dot{M} は質量降着率、 c_s は分子雲コアでの音速である。音速を通して分子雲コアの温度 T_{bg} を本研究でのパラメータとする。また降着する分子雲コアの総質量は 1 太陽質量である。

2.2 原始太陽系星雲

2.2.1 ガス面密度の時間発展

原始太陽系星雲での連続の式は

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial R \Sigma v_R}{\partial R} = S(R, t) \quad (2)$$

である。 $S(R, t)$ は分子雲コアからの降着項であり、降着開始前の角運動量に応じた遠心力半径内に落下するのであれば、Cassen & Moosman (1981) より、 $S(R, t)$ は

$$S(R, t) = \frac{\dot{M}}{4\pi R_d(t)^2} \left[\frac{R}{R_d(t)} \right]^{-1} \left(1 - \left[\frac{R}{R_d(t)} \right] \right)^{-1/2} \quad (3)$$

となる。 R_d は遠心力半径で、ある時刻に降着するガスの中で最も大きい角運動量を持つガスが角運動量を保存したまま降着し、遠心力と重力が釣り合ったときの半径のことである。分子雲コアの初期角速度を ω_{cd} をすると、Nakamoto & Nakagawa(1994) より R_d は

$$R_d = 63 \left(\frac{\omega_{cd}}{10^{-14} \text{s}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{t}{6.37 \times 10^5 \text{yr}} \right)^3 \text{AU}, \quad (4)$$

と書ける。本研究では ω_{cd} をパラメータとする。

2.2.2 ダスト面密度の時間発展

円盤内のダストはガスの動きに引きずられ、ガスと同じ動きをする。しかし円盤内は乱流状態であり、ダストは乱流による規則のないランダムな動きにも影響される。そのため、その現象を拡散として置き換えることで、動径方向のダストの動きを捉える事ができる。つまり乱流によって、ダストが混ざり合う。これを乱流拡散という。(Wehrstedt & Gail 2002) より、乱流拡散を含めたダスト面密度の時間発展は以下ようになる。

$$\frac{\partial \Sigma_i}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial R \Sigma_i v_R}{\partial R} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R D \Sigma \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\Sigma_i}{\Sigma} \right) \right] + S_i \quad (i = 1, 2), \quad (5)$$

$i = 1, 2$ がそれぞれ同位体比均質ダスト・不均質ダストを示す。ここでの S_i は分子雲コアからの降着と 2000K を経験することによる不均質ダストの均質化

の効果を含んでいる。また、本研究では分子雲コアの崩壊開始後 3Myr の間という原始太陽系星雲の初期のみを考えるため、ダスト成長は考慮しない。

2.2.3 赤道平面での温度

円盤での熱源はケプラー回転によって r 方向で変化する角速度勾配による粘性加熱とする。粘性加熱と円盤表面からのエネルギー放出の釣り合いで、円盤表面の温度が決まる。具体的には

$$\sigma_s T_s^4 = \frac{9}{8} \Sigma \nu \Omega^2, \quad (6)$$

となる。 σ_s はステファン・ボルツマン定数、 T_s は円盤表面温度、 ν は動粘性係数である。また、粘性加熱は $z=0$ の赤道面で発生し他の領域では発生しないと仮定し、 z 方向のエネルギーフラックスの式を解くと、

$$T_m = T_s \left(1 + \frac{3}{8} \tau \right)^{1/4}, \quad (7)$$

となる。 T_m は赤道平面での温度、 τ は光学的厚さである。

3 結果

$\omega_{cd} = 10^{-15} \text{s}^{-1}$, $T_{cd} = 15 \text{K}$ の面密度分布・温度分布・ダストの同位体比均質度の計算結果を示す。(1) より、分子雲コアの温度 T_{cd} が 15K の場合、1 太陽質量の降着時間は約 0.4Myr となる。図 3 から、ガス面密度は時間が経つにつれて、内側から外側に広がっていくのがわかる。また図 4 の温度分布は、より円盤内側に高温領域が存在することを示している。つまり、ダストは分子雲コアから高温領域である円盤の内側に降着することで、同位体比の均質化を経験できる。図 5 では、(同位体比均質ダスト)/(全ダスト) で定義した同位体比均質度を示している。図 5 から、角速度がより小さい場合に多くのダストが 2000K 以上を経験し、同位体比均質化が起こることがわかる。

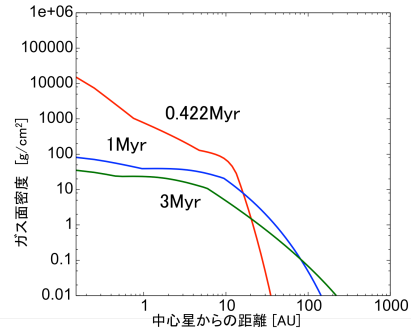


図 3: $\omega_{cd} = 10^{-15} \text{s}^{-1}$, $T_{cd} = 15 \text{K}$ でのガス面密度の時間発展の図。各線の色は、分子雲コア降着開始後の時間に対応している。

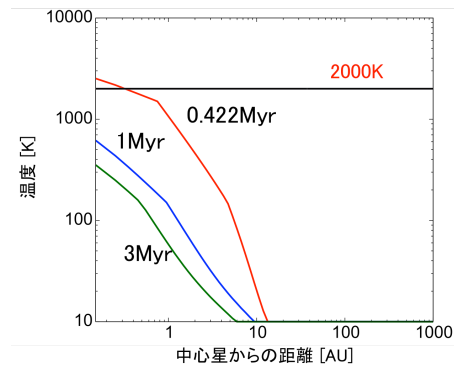


図 4: $\omega_{cd} = 10^{-15} \text{s}^{-1}$, $T_{cd} = 15 \text{K}$ での円盤赤道平面の温度分布の図。各線の色は、分子雲コア降着開始後の時間に対応している。黒い実線は $T = 2000 \text{K}$ を示している。

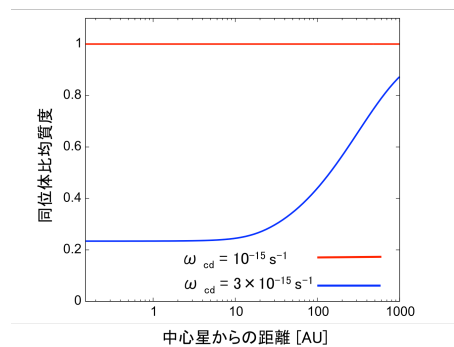


図 5: $T_{cd} = 15 \text{K}$ に対する二つの角速度 ω_{cd} での降着開始後 3Myr 後の同位体比均質度の分布。

4 議論および結論

4.1 観測との比較

計算結果から分子雲コアの角速度がより小さく、温度が高い場合にダストの同位体比の均質化が起こることが分かった。均質化が起こる場合の角速度の上限は約 10^{-15}s^{-1} である。実際の観測では分子雲の回転角速度は $10^{-14}\sim 10^{-13}\text{s}^{-1}$ の範囲とされているため (Goodman et al. 1993)、同位体比の均質化が起こりうる分子雲コアは存在しうるが、ありふれて存在するわけではないことが示唆される。

4.2 単独星・連星との関連

星形成過程において、収縮するガスが分裂し 2 つ以上の恒星が形成される場合がある。これらの恒星を連星と呼ぶ。Matsumoto & Hanawa (2003) によれば、分子雲コアの角速度が大きいほど、連星が形成される。逆に角速度が小さければ単独星が形成される。現在の太陽は単独星である。太陽は形成当初から単独星であるのならば、本研究での、太陽系を形成した分子雲コアの角速度が小さいという計算結果は、太陽が単独星であることと調和的である。

4.3 まとめ

分子雲コア崩壊から原始太陽系星雲の形成および進化という流れの中で、全てのダストが一度は蒸発した後、再凝縮し同位体比の均質化が起こりうるということが数値計算から分かった。このような状況が起こりうるのは重力崩壊時の分子雲コアの温度がより高く、角速度が小さい場合である。そしてその時に形成される円盤は半径が小さく、高温である。

今後の目標としては、アウトバーストをはじめとした、前主系列星で生じる各現象が同位体比の均質化にどのような影響をもたらすのかを考え、議論を深めていきたい。

謝辞

本研究を行うにあたり、中本泰史教授には多大なご指導を頂きました。深く感謝致します。また、基礎物理学研究所 (研究会番号: YITP-W-15-04) 及び国立天文台からのご支援に感謝いたします。

Reference

- Cassen, P., & Moosman, A. 1981, *Icarus*, 48, 353
Goodman, A. A., Benson, P. J., Fuller, G. A., & Myers, P. C. 1993, *ApJ*, 406, 528
Matsumoto, T., & Hanawa, T. 2003, *ApJ*, 595, 913
Nakamoto, T., & Nakagawa, Y. 1994, *ApJ*, 421, 640
Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
Wehrstedt, M., & Gail, H.-P. 2002, *A&A*, 385, 181