高空隙率ダストの光学特性計算と原始惑星系円盤表層部におけるダストのダイナミクス

田崎 亮　(京都大学　理学研究科)

Abstract

彗星には非常に高温を経験したダストが含まれているということが様々な観測によって示唆されている。それらのダストは原始惑星系円盤の内縁部で形成され、その後、彗星が形成されるような円盤外縁部まで運ばれたと考えられている。そこで本研究では、中心星輻射圧によって高空隙率ダスト (アグリゲイト) が外側に向かって移動する効果について調べた。まずアグリゲイトに働く輻射圧を求めるために、アグリゲイトの光学特性について計算を行なった。光学特性は Effective Medium Theory(EMT) 及び、T-Matrix method for Clusters of Spheres(CTM) の２つの数値計算法を用いた。その結果、モノマーのサイズが $r_0 = 0.01\mu\mathrm{m}$ の時、EMT と CTM による結果はほぼ一致し、輻射圧と重力の比 $\beta \sim 0.04$ 程度となった。しかし、モノマーのサイズが $r_0 = 0.1\mu\mathrm{m}$ の場合、CTM による計算は $\beta \sim 0.2$、EMT は $\beta \sim 0.04$ となり、２つの計算法に差が現れることがわかった。さらに講演においては、得られた結果を元に原始惑星系円盤上層部におけるアグリゲイトの運動について議論する。

1 Introduction

スペクトル観測 (e.g., Hanner et al.(1994)) やスターダスト計画 (e.g., Brownlee et al.(2006)) は彗星中に結晶化されたシリケイト・ダストが含まれていることを示唆した。一般に、星間空間に存在するダストは宇宙線などによって構造が破壊されてしまうため非晶質な状態で存在していると考えられている (Kemper et al.(2004))。そのため、そのような結晶化は原始惑星系円盤内において起こったと考えられる。円盤内におけるそのような結晶化は中心星近傍の数 AU 程度で起こったと考えられるが、彗星は中心星から遠く離れた低温領域で形成されると考えられている。以上より、原始惑星系円盤では円盤内縁部と外縁部を繋ぐ global な mixing が起こっていたのではないかと示唆されている。

本研究では中心星からの輻射圧によってダスト (特に、アグリゲイト) が外側に運ばれたのではないかというシナリオについて検討する。しかし、アグリゲイトに働く輻射圧を正しく見積もるためにはその光学特性を知る必要がある。そこで、今回はアグリゲイトの光学特性を数値計算によって求め、輻射圧の大きさを見積もった。

2 Model

2.1 Optical Properties

円盤内におけるダストの動径方向の運動は周囲に存在するガスとダスト間の角運動量のやりとりが重要となり、それぞれの回転速度の大小関係に起因する。ガス円盤の回転はガス圧によって決まり、ダストは輻射圧によって決定する。Keplerian からのズレを表す量として、β というパラメーターを導入する。ここで β は輻射圧と重力の比で定義され、以下のように書くことができる。

$$
\begin{aligned}
\beta &= \frac{F_{\mathrm{rad}}}{F_{\mathrm{grav}}} \\
&= K\left(\frac{\sigma}{m}\right)\int_0^\infty Q_{\mathrm{PR}}(m^*, X) B_\lambda(\lambda) d\lambda \quad (1)
\end{aligned}
$$

ここで K は比例定数、σ はアグリゲイトの断面積、m はアグリゲイトの質量、$B_\lambda(\lambda)$ はプランク分布、λ は波長、Q_{PR} は輻射圧の効率を表している。Q_{PR} は、以下のように書くことが出来る。

$$
Q_{\mathrm{PR}} = Q_{\mathrm{EXT}} - gQ_{\mathrm{SCA}} \quad (2)
$$

ここで減光の効率は $Q_{\mathrm{EXT}} = Q_{\mathrm{ABS}} + Q_{\mathrm{SCA}}$ で定義され、Q_{ABS}、Q_{SCA} はそれぞれ吸収、散乱の効率を

示す。また g は散乱光の非等方性を表す量である。つまり、輻射圧の効率はダストの散乱・吸収の特性によって決定される。また m^* はダストの光学定数であり、X は size parameter と呼ばれ、アグリゲイトのサイズ r を用いて、$X = 2\pi r/\lambda$ と定義される。

2.2 Porous Aggregates

本研究ではダスト粒子は Ballistic Cluster Cluster Aggregates (BCCA) と呼ばれる空隙率の高いアグリゲイト (Porous Aggregates) を考える。アグリゲイトの特徴的な半径 r を、

$$r = \left[\frac{3}{5} \frac{1}{2N^2} \sum_i^N \sum_j^N (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2 \right]^{1/2} , \tag{3}$$

と定義する。ここで N はモノマーの数であり、$\mathbf{r}_i$,$\mathbf{r}_j$ はモノマーの位置ベクトルである。また BCCA の幾何学断面積はモノマーのサイズ r_0 及び、モノマーの数 N を用いて、

$$\frac{\sigma_{\mathrm{BCCA}}}{N\pi {r_0}^2} = 0.325 + 0.566 N^{-0.138} \tag{4}$$

と書ける (Minato et al.(2006))。

2.3 Numerical Methods

一般に球対称、密度一様なダストに関しては Mie の散乱理論により解析的に光学特性を計算することができる。しかし、アグリゲイトのような非球対称なダストに関しては解析的に光学特性を求めることは困難であり、一般に数値的な手法が用いられる。今回は (i) Effective Medium Theory(以下、EMT) (ii) T-Matrix Method for Clusters of Spheres(以下、CTM) の 2 つの手法を用いて光学特性を求めた。EMT はまずアグリゲイトを囲う仮想的な球を考え、その内部の物質と真空の割合から実効的な光学定数 m^* を算出する。そして、その m^* の光学定数を持つ 1 つの球体としてアグリゲイトを近似してしまう手法である。次に、CTM は球の凝集帯に対して、一つ一つのモノマーでの散乱を重ね合わせの原理によって厳密に計算する手法である。今回は以下の表 1 の 4 種類のアグリゲイトについて計算を行なった。

表 1: モノマー数とアグリゲイトの特徴半径

N	$r_0[\mu\mathrm{m}]$	r $[\mu\mathrm{m}]$
128	0.1	1.41
256	0.1	2.34
512	0.1	3.09
1024	0.1	4.37

3 Result

3.1 Absorption and Scattering

CTM を用いて $N = 512$ の BCCA Cluster についての光学特性計算を行なった結果を図 1 に示す。組成はシリケイトを仮定している。

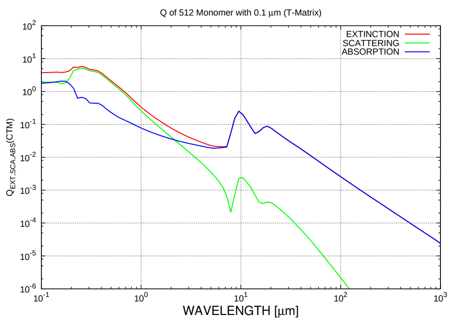

図 1: アグリゲイトの吸収・散乱・減光の特性

図 1 において、赤は減光、緑は散乱、青は吸収を表している。ここからサイズ・パラメーター $X \sim 1$ を境に減光を担っている物理過程が異なっていることがわかる。$X < 1$ では吸収が支配的な過程となり、$X > 1$ では散乱が支配的となる。

3.2 Asymmetry Parameter

散乱の非対称性は Asymmetry Parameter g によって記述され、$g =< \cos\theta >$ と定義さる。ここで θ は入射波に対する散乱波の角度である。散乱は様々な方向に起こるため、それぞれの散乱光に対して平均をとってものが上記の g である。例えば、$g = 0$ の場合、これは等方散乱を表し、$g = 1$ の場合は前方散乱を意味する。散乱の非対称性の波長依存性を図 2 に示した。図中の実線は EMT(球体近似) によって得られ

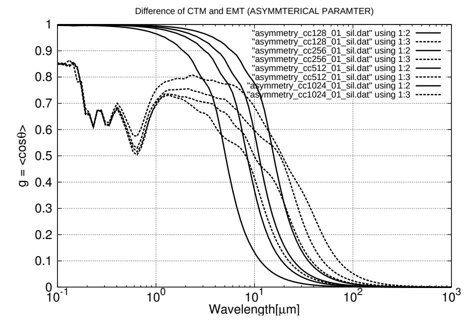

図 2: 散乱光の非対称性

た結果で、点線が CTM によるものである。それぞれ左側から N=128,256,512,1024 の結果を示している。長波長側では、EMT, CTM どちらも $g \sim 0$ であり、等方散乱である。短波長側では球体近似したものは $g \sim 1$ の前方散乱に近づくが、アグリゲイトについて計算した CTM では g の値は 1 より小さな値を取ることが分かった。$X > 1$ となる短波長側で CTM(アグリゲイト) と EMT(球体近似) との差が現れる理由は、波長がモノマーのサイズである $r_0 = 0.1\mu$m に近づいたためと考えられる。

3.3 Cross Section of Radiation Pressure

次に輻射圧断面積についての計算結果を図 3 に示した。輻射圧断面積 $C_{\rm PR} = Q_{\rm PR} \times \sigma_{\rm BCCA}$ と定義される。その結果、$X < 1$ となるような長波長側では

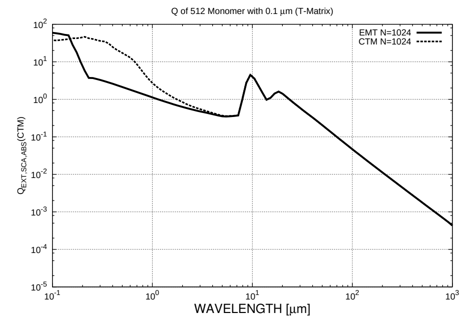

図 3: N=1024 モノマーサイズ 0.1μm

EMT と CTM の２つの手法でよく一致していることがわかる。しかし、sub-micron 領域で２つの手法間で差が現れることが分かった。この差は前節で述べた散乱の非対称性の違いに起因するものであると考えられる。この領域ではアグリゲイトの方が、球体よりも輻射圧断面積が大きくなっていることがわかる。

4 Discussion

4.1 Interpretation of $Q_{\rm PR}$

図 2 より、EMT と CTM はどちらも長波長側では $g \sim 0$ である。このとき輻射圧の効率は Eq.(2) より $Q_{\rm PR} \sim Q_{\rm EXT}$ となるが、長波長側では散乱よりも吸収の方が卓越するため、$Q_{\rm PR} \sim Q_{\rm ABS}$ である。よって $X < 1$ の長波長側においては、輻射圧は吸収の特性のみで決まり、これは物質の幾何学的な形状の違いにあまり左右されない。一方で、$X > 1$ となる短波長側では、EMT(球体近似) の場合は $g \sim 1$ であるので、$Q_{\rm PR} \sim Q_{\rm ABS}$ である。その結果、EMT の場合は吸収による特性のみ輻射圧の効率が決まっている。しかし、CTM による計算では $g < 1$ となり、$Q_{\rm PR} = Q_{\rm ABS} + (1 - g)Q_{\rm SCA}$ であり、短波長領域では散乱が吸収に比べて卓越するため、第 2 項が無視できない。このような理由により図 3 において、短波長側で EMT と CTM の違いが現れたと考えられる。

4.2 Monomer Size Dependence

次にモノマーのサイズが輻射圧に対してどのような影響があるかを調べるために、モノマーサイズを $r_0 = 0.01\mu$m として、同様の計算を行なった。輻射圧断面積 $C_{\rm PR}$ を以下の図 4 に示した。その結果、EMT と CTM の２つの手法それぞれ同様の輻射圧断面積となった。これはモノマーのサイズを小さくすることで、波長 $\lambda \sim 0.1$ ではモノマーの影響が大きくないため、EMT と CTM で差が見られなかったと考えられる。

4.3 β Parameter

最後に、２つの手法によってそれぞれ求まった光学特性からダイナミクスに直接影響する量である β の値

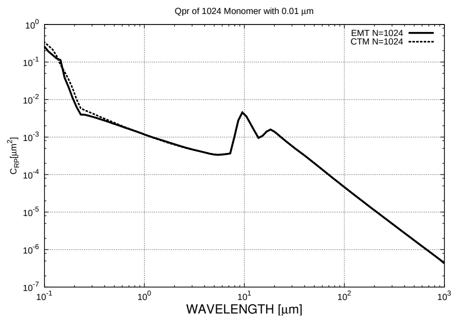

図 4: N=1024 モノマーサイズ 0.01μm

をそれぞれ計算した。β を計算する際、中心星は太陽 ($T_{\rm eff}=5773$K の黒体輻射) を仮定した。それぞれの計算結果を図 5 に示した。縦軸は β の値を表し、横軸はアグリゲイトの特徴的な半径 r である。また図中の実線は EMT による結果を示し、プロットは CTM による結果を表している (左から N=128,256,512,1024)。図 5 より $r_0=0.01\mu$m の場合、EMT(球体近似) と

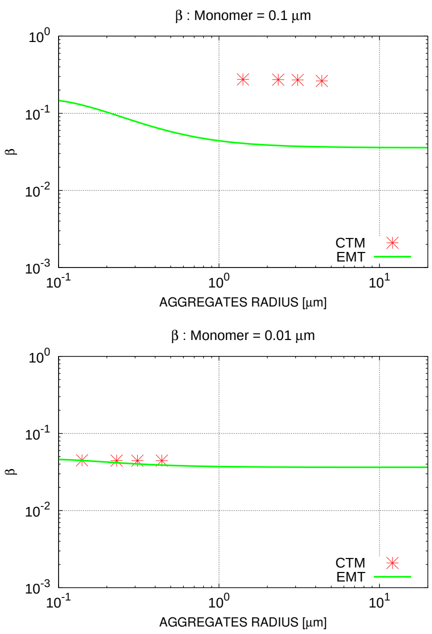

図 5: (上): モノマーサイズ 0.1μm, (下): モノマーサイズ 0.01μm

CTM では同様の結果が得られていることがわかる。しかし、$r_0=0.1\mu$m も場合は、EMT(球体近似) によって求めた β の値は CTM によって求めた値に比べて小さいことがわかる。この差は、黒体輻射のピークの位置と、図 3 の CTM と EMT の差の位置がほぼ同じ位置に存在しているため、図 3 における差がより強調されているものと考えられる。

5 Conclusion

アグリゲイトの光学特性について EMT と CTM の２つの手法を用いて計算を行なった。その結果、アグリゲイトを構成するモノマーのサイズが考える波長に比べて小さい場合 ($r_0=0.01\mu$m)、EMT(球体近似) による計算と CTM による計算は同様の結果が得られた。しかし、モノマーのサイズが $r_0=0.1\mu$m の場合、sub-micron 領域に違いが現れることがわかった。この程度のサイズのモノマーによるアグリゲイトについての光学特性を計算する場合は、EMT(球体近似) はもはや正しくなく、CTM といったより厳密な手法を用いて計算する必要がある。

Acknowledgement

本研究における数値計算は京都大学 基礎物理学研究所の計算機にて行なった。

Reference

[1] Hanner, Martha S., Hackwell, John A., Russell, Ray W., Lynch, David K. 1994, Icarus, 112, 490

[2] Brownlee, D., et al. 2006, Science, 314, 1711

[3] Kemper, F., Vriend, W. J., & Tielens, A. G. G. M. 2004, ApJ, 609, 826

[4] Kozasa, T., Blum, J., & Mukai, T. 1992, A & A, 1992, 263, 432

[5] Mukai, T., Ishimoto, H., Kozasa, T., Blum, J., Greenberg, J. M. 1992, A & A, 262, 315

[6] Draine, B. T., & Lee, H. M. 1984, ApJ, 285, 89

[7] Minato, T., Köhler, M., Kimura, H., Mann, I., & Yamamoto, T. 2006, A & A, 452, 701

[8] Mackowski, D. W., & Mishchenko, M. I. 1996, J Opt Soc Am A,13,2266

[9] Okada, Y. 2008, JQSRT, 109, 1719