# フロンティアセミナー2016

# ALMAで探る原始惑星系円盤 ~惑星形成過程の解明に向けて~

講演者:百瀬宗武

ノート係:スン・カンロウ 田辺 義浩

# 目次

0	はじめに	1
1	太陽系形成論と原始惑星円盤モデルの基礎	4
	1.1 太陽系の古典的形成論と原始惑星系円盤の発見	4
	1.2 輻射輸送の基礎,及び熱力学的考察	10
	1.3 ダスト放射の SED から探る原始惑星系円盤	12
2	星,惑星と原始惑星系円盤	<b>14</b>
	2.1 星·惑星系形成の概要	14
	2.2 観測例とシミュレーション $(1)$ ~ 原始星 ~	17
	2.3 観測例とシミュレーション $(2)$ ~前主系列星 ~	18
	<ol> <li>2.4 回転や磁場の影響による原始星コア・円盤形成</li> <li>2.4 回転や磁場の影響による原始星コア・円盤形成</li> </ol>	19
3	星間物質	<b>22</b>
	3.1 星間物質の概観	22
	3.2 分子雲の主要な性質	22
4	原始惑星系円盤内に存在するダストとガス	26
	4.1 <b>ダストの光学特性と電磁波との相互作用</b>	26
	4.2 ミリ波・サブミリ波帯のガス放射	28
5	原始惑星系円盤	34
	5.1 円盤構造と進化:ALMA 以前の知見,降着円盤としての原始惑星系円盤	34
	5.2 円盤構造と進化:ALMA 以前の知見, 受動的円盤の温度構造	41
	5.3 円盤構造と進化: ALMA 以前の知見, 遷移円盤	44
6	ALMA で見る原始惑星系円盤	48
	6.1 ALMA:装置の概要と初期成果例,HD163296	48
	6.2 HL Tau の高解像度観測	50
	6.3 遷移円盤:HD 142527 を中心に	58

# 0 はじめに

汎用型の電波干渉計 ALMA(Atacama Large Millimeter/submillimeter Array)の登場でこれまでにない高分解能で原始惑星系円盤の構造を捉えられるようになった。

図 0.1: HL Tau,ALMA cycle0 での成果







原始惑星系円盤の構造、進化の研究は ALMA 以前の野辺山 45m 電波望遠鏡や CARMA 干 渉計などで大きな成果を上げてきた。ALMA が登場したことにより予想される成果および最新 の研究動向を HL Tau, TW Hya, 遷移円盤を中心に紹介する。

-参考文献-

星間物質と星形成(日本評論社・現代の天文学シリーズ6)
宇宙の観測Ⅲ~ 電波天文学 ~(日本評論社・現代の天文学シリーズ16)
惑星形成の物理(共立出版)井田・中本
The formation of stars (Wiley) Palla, F. & Stahler, S.
Physics of the interstellar & intergalactic medium (Princeton) Draine, B.T.
Tools of radio astronomy (Springer) Wilson, T. et al.
Astrophysics of planet formation (Cambridge) Armitage, P.J.

### 1 太陽系形成論と原始惑星円盤モデルの基礎

1.1 太陽系の古典的形成論と原始惑星系円盤の発見

~現在の太陽系の姿~

・8 つの惑星と、3 つの矮惑星と、無数の小天体から成る我々の惑星系はほぼ同一の面内を公転 している

・岩石惑星ーガス惑星ー氷惑星と並ぶ様子は太陽系の形成過程を反映している

・一つの原始惑星系円盤から惑星が形成され、スノーライン (雪線)の内側で岩石惑星が、外 側でガス惑星が出来た

・重力不安定での惑星形成は難しいようだ

・ガス惑星、氷惑星にも、地球型惑星と同じような岩石コアがあるかどうかは現在探査中

#### ~太陽系の起源~

・現在の太陽系成分を砕いて滑らかに分布させた、質量比100:1のガスとダストから成る「原始 太陽系星雲」

- ・直径 10 km 程度の微惑星が形成される (~100 万年)
- ・万有引力により微惑星同士が衝突合体し原始惑星を作る (~1000 万年)
  - ・ガスが捕獲できるほど固体核が成長 ガス惑星
  - ・固体核が十分成長する前に円盤ガスが散逸 氷惑星

~ 原始惑星系円盤研究の意義~

・原始惑星系円盤の形成に至る道筋 星形成過程の一連の流れで起こる過程の理解

- ・円盤内で起こる過程の解明
  - ・星間物質は円盤内へどう持ち込まれるか?
  - ・惑星形成はいつ起こるのか?
  - ・惑星移動の問題

・太陽系 一般的な惑星形成へ 1995 年以降に発見された多様な系外惑星の起源 ・軌道や質量が太陽系の惑星とは大きくかけ離れた系外惑星が多数見つかっている

・温度分布

$$T_{(r)} = \left(\frac{L_*}{16\pi\sigma_{SB}r^2}\right)^{1/4} = 280 \left(\frac{L_*}{L_{\odot}}\right)^{1/4} \left(\frac{r}{1\text{au}}\right)^{-1/2} \text{K}$$

・snow line:水が昇華する境界線 これより外側では固体微惑星の材料が増える

$$r_{sonw} = 2.7 \left(\frac{T_{snow}}{170 \mathrm{K}}\right)^{-2} \left(\frac{L_*}{L_{\odot}}\right)^{-1/2} \mathrm{au}$$

・面密度分布

$$\Sigma_d(r) = \begin{cases} 7.1 \left(\frac{r}{1\text{au}}\right)^{-3/2} \text{gcm}^{-2} (\mathbf{r}_{\text{in}} < \mathbf{r} < \mathbf{r}_{\text{snow}}) \\ 30 \left(\frac{r}{1\text{au}}\right)^{-3/2} \text{gcm}^{-2} (\mathbf{r}_{\text{snow}} < \mathbf{r} < \mathbf{r}_{\text{out}}) \end{cases}$$
$$\Sigma_g(r) = 1.7 \times 10^3 \left(\frac{r}{1\text{au}}\right)^{-3/2} \text{gcm}^{-2} (r_{\text{in}} < r < r_{\text{out}})$$

・円盤総質量 = 0.013M<sub>☉</sub>

・円柱座標でのガスの運動方程式

$$r\Omega^{2} = \frac{GM_{\odot}}{r^{2}} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} \qquad (r 方向)$$
$$0 = \frac{GM_{\odot}}{r^{3}} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} \qquad (z 方向)$$

 $p: 圧力、 <math>\rho$ :密度、  $\Omega$  ガスの角速度 運動方程式で、 ダストは圧力勾配が効かない

・理想気体の状態方程式

$$p = \frac{k_B T}{\mu m_H} \rho \equiv c_s^2 \rho$$

$$c_s \equiv \sqrt{\frac{k_B T}{\mu m_H}} = 1.0 \times 10^5 \left(\frac{k_B T}{\mu m_H}\right)^{-1/2} \left(\frac{T}{280 \text{K}}\right)^{1/2} \text{ cms}^{-1}$$

 $c_s$ 等温音速、 $\mu$ 平均分子量

・鉛直方向の平衡形状(静水圧平衡)

$$\rho_g(r,z) = \frac{\Sigma_g(r)}{\sqrt{2\pi H^2}} \exp\left(-\frac{z^2}{2H^2}\right)$$
$$H(r) = \frac{c_s}{\Omega_K} \approx 0.034 \left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^{1/2} \left(\frac{T}{280\text{K}}\right)^{1/2} \left(\frac{r}{1\text{au}}\right)^{3/2} \text{ au}$$

H:圧力スケールハイト

~「原始太陽系星雲」に似た円盤=「原始惑星系円盤」の発見~



図 1.1: HL Tan の電波連続波

図 1.2: CO(1-0) で捉えられた回転する円盤 Kawabe+ 1993

図 1.3: 円盤表面の散乱光と jet(675nm) Stapelfeldt et al. 1999



# 図 1.4: 散光星雲前のシルエットで見えた円盤 McCaughrean & O'dell 1996



 $\sim$ 輻射輸送 $\sim$ 

・電磁波の強度を記述する仕組み

定義:面素 dA の法線周囲の微小立体角 d $\Omega$ 方向に進む光線のうち、周波数範囲  $[\nu, \nu + d\nu]$ の 成分が時間 dt に運ぶエネルギー

 $I_{\nu}(\nu; r, \theta, \phi) d\Omega d\nu dA dt$ 

エネルギーフラックスとの対応
$$F_{
u} = \int I_{
u}(
u; r, heta, \phi) cos heta d \Omega$$

単位:  $[Wm^{-2}Hz^{-1}]$ ,  $1Jy = 10^{-26}Wm^{-2}Hz^{-1}$ 以下 ( $\nu$ ) を省略

・放射・吸収能力を持つ物質中を通過する時の I<sub>ν</sub> の変化

$$dI_{\nu} = j_{\nu}ds - \alpha I_{\nu}ds$$

 $j_{\nu}$ [Jcm<sup>-1</sup>]:放射率、 $\alpha$ [cm<sup>-1</sup>]:吸収係数 単位が違うことに注意 (単位質量あたりの吸収断面積  $\kappa$  [cm<sup>2</sup>g<sup>-1</sup>] を用いて, $\alpha = \rho \kappa$  とも表せる)

・光学的厚み、源泉関数(物質の大局的な性質を表す)を用いた記述

$$dI_{\nu} = [S_{\nu} - I_{\nu}]d\tau$$
$$d\tau \equiv \alpha ds$$
$$S_{\nu} \equiv j_{\nu}/\alpha$$

・輻射輸送の式の一般解

$$I_{\nu}(\tau) = I_{\nu}(0)\exp(-\tau) + \int_{0}^{\tau} \exp[-(\tau - \tau')]S_{\nu}(\tau')d\tau'$$

 $S_{\nu}$ が一様な場合

$$I_{\nu}(\tau) = I_{\nu}(0)\exp(-\tau) + S_{\nu}[1 - \exp(-\tau)]$$
 I(0) は背景光

・輻射自信が温度 T の熱平衡 = 黒体放射にある場合、そのスペクトルはプランクの式で表される

$$B_{\nu}(\nu,T) = \frac{2h\nu^2}{c^2} \left[ \exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1}$$

・物質が温度 T の輻射と熱平衡にあるとき源泉関数  $S_{\nu}$  はプランクの式になり

$$dI_{\nu} = [j_{\nu} - \alpha B_{\nu}(T)]ds = 0$$

・輻射と熱平衡でなくても、物質のあらゆるエネルギー順位が単一の温度 T で特徴ずけられる とき物質は温度 T の局所熱力学平衡 (LTE) にあるという ~T タウリ型星で赤外超過の発見~



図 1.5: 赤外超過をもつ T タウリ型星の SED Rucinski,S(1985)

赤 (星本体の放射  $\approx$  黒体放射) :  $\propto \lambda^{-3}$ 青 (低温な物質からの熱放射) :  $\propto \lambda^{-1}$ 共にレイリー・ジーンズ領域で

・さらに、ミリ波帯での放射も検出

・円盤放射は各所の $\Sigma_d, T, \kappa$ で決まる

 $T(r) = T_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-q}; \ \Sigma_d(r) = \Sigma_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-s}$ を仮定すると、円盤が光学的に厚い場合

 $F_{
u}^{(disk)} \propto 
u^{3-2/q}$  温度のみの関数

光学的に薄い場合

$$F_{\nu}^{(disk)}\approx \frac{1}{d^2}\int_{r_{in}}^{r_{out}}\kappa(r)\Sigma_d(r)B_{\nu}(T(r))2\pi rdr$$

κ、温度が一様の場合

$$F_{\nu}^{(disk)} \approx rac{\kappa B_{\nu}(T)M_d}{d^2} \propto \nu^{2+\beta}$$
 温度と質量と $\kappa$ 

$$\sim$$
SED モデルのまとめ  $\sim$ 

・輻射から  $\Sigma_d$ ,  $M_d$  を見積もるには  $\kappa$  の仮定が必要 (ダストの光学特性の理解が必要であり、不定性が大きい)

・<br />
β はダストのサイズ (成長)の指標

・ガスを含めた円盤総質量の推定には gas: dust 比の仮定が必要

・従来は g/d=100(ISM と同一) を使用

・g/d 比が 100 より小さいもの、円盤内で異なるものが発見され、ALMA による直接観測から見積もる必要あり(6.3 節を参照)

# 2 星,惑星と原始惑星系円盤

# 2.1 星・惑星系形成の概要

 $\sim$ 小・中質量星形成  $\sim$ 

☑ 2.1: Shu,Adams&Lizano(1987)



🗷 2.2: Andre et al. (1993)



#### ~Core と星の物理量の違い~

$\rho(\mathrm{gcm}^{-3})$	$\sim 10^{-19}$	$> 10^{-1}$
Size(au)	$10^{4}$	$10^{-2}$
T(K)	10	> 4000
構成	$H_2 \& Dust$	$H^+ + e^-$
熱力学的性質	Isothermal	Adiabatic
$ L /M[au \text{ km s}^{-1}]$	300	$\leq 1$
B [G]	$10^{-4}$	$10^{3}$

#### 表 2.1: ガス球としての性質

#### 6桁の収縮と、角運動量の減少、磁場の散逸が必要

・(磁場や回転がない場合の)ガス雲の力学的平衡の条件は静水圧平衡の式で表される

$$-\frac{GM(r)}{r^2}\rho(r) = \frac{dp(r)}{dr}$$

・ビリアル定理

$$-\int_0^M \frac{GM(r)}{r} dM(r) = -3\int_0^{V(R)} p dV(r)$$
$$W = -3(\gamma - 1)U$$

W:重力エネルギー,U:熱エネルギー,γ:比熱比

・等温ガス球では状態方程式を用いて

$$M_{\rm vir} = \left(\frac{3}{\alpha}\right) \frac{R{c_s}^2}{G}$$
 (ビリアル質量)

 $\alpha$ :1 程度の定数, $c_s$  等温音速

・分子雲は主に乱流状態 cf 第3章 にあり線幅  $\Delta v > c_s$  なのでこの  $\Delta v$  を実行的音速とみなし

$$M_{\rm vir} = 5.2 M_{\odot} \left( \frac{0.6 \ R}{\alpha \ 0.05 \rm pc} \right) \left( \frac{\Delta v}{0.3 \rm km s^{-1}} \right)^2$$

・コアから星が誕生するためには重力不安定の条件を満たす必要がある

$$M > \left(\frac{3}{\alpha}\right)^{3/2} \left(\frac{\Delta v^3}{G}\right) \left(\frac{3}{4\pi G\rho}\right)^{1/2}$$
$$= 6.3M_{\odot} \left(\frac{3}{\alpha}\right)^{3/2} \left(\frac{\Delta v}{0.3 \text{kms}^{-1}}\right)^3 \left(\frac{\rho}{10^{-19} \text{gcm}^{-3}}\right)^{-1/2}$$

 $10^{-19} \mathrm{g cm^{-3}}$ は $n(\mathrm{H}) = 10^{5} \mathrm{cm^{-3}}$ に相当する

2.2 観測例とシミュレーション (1)~ 原始星~

 $\sim$  分子雲コアのガス輝線観測  $\sim$ 



図 2.3: H<sup>13</sup>CO+ (J = 1 - 0) 輝線における分子雲コアの積分強度図 Onishi et al.(1998:2000)

・高密度トレーサーである分子輝線の積分強度と励起温度の仮定からコアのガス質量 M<sub>LTE</sub> が 求まる

・多くの星なしコアでは $\rm M_{LTE} \simeq M_{vir}$ 

~ 原始星進化のシミュレーション~



図 2.4: 原始星中心密度進化のシミュレーション Masunaga&Inutsuka(1998:2000)

- 2.3 観測例とシミュレーション (2)~前主系列星~
- ・前主系列星: HR 図上で主系列星の右上に位置する ・重力収縮により「準静的に」収縮し、主系列に至る(林フェーズ)

この辺りの詳しいシミュレーションは計算ツールが確立され web 上での公開されている http://www.astro.ulb.ac.be/~siess/pmwiki/pmwiki.php/WWWTools/Isochrones 2.4 回転や磁場の影響による原始星コア・円盤形成

~ 分子雲コアの角運動量~

・重力収縮を回転運動で支えられる条件

 $K_{rot} \ge |W|$ 

・Goodman et al. (1993) によるコアのアンモニア輝線による観測で、 $2 \times 10^4$ au スケールにおいて  $\left(\frac{K_{rot}}{|W|}\right) \approx 0.02$ 

・角運動量を保存しながら収縮する場合、 $|W| \sim \frac{GM^2}{R} \propto R^{-1}, K_{\rm rot} \sim MR^2 \Omega^2 \propto R^{-2}$ であるから  $R \sim 100$ au で回転に支えられる原始惑星系円盤が形成される



図 2.5: 回転による重力収縮のシミュレーション Saigo, Tomisaka & Tatematsu (2008)

~磁場の役割~

・重力収縮を磁場で支えられない条件は

 $\Phi_{\rm crit} < 2\pi G^{1/2} M$ 

・Li et al.(2011) Machida et al.(2014) などにより磁場 (オーム散逸・両極性拡散) があると磁場 制動により回転で支えられた円盤は形成されない?

・Tsukamoto et al.(2015) ホール効果まで入れたシミュレーションでは L と B の関係によって 異なる円盤が形成される



図 2.6: 全ての非理想 MHD 効果を入れた計算

# 3 星間物質

## **3.1** 星間物質の概観



図 3.1: 可視光による全天写真 Axel Mellinger (2000)

図 3.2: CO 輝線が出す電波による全天写真 Harvard Smithonian CfA

可視光では暗い領域(暗黒星雲と呼ばれる)に恒星の材料となる低温の分子雲ガスが見える

3.2 分子雲の主要な性質

~ 分子雲の諸性質~

- $T \approx 10 20 K, n(H) \sim 10^{2-3} cm^{-3}$
- ・超音速乱流 (起源は SN ショックか?)
- ・多様なガス化学



#### 図 3.3: 星間物質の諸相 Myers(1978) 改

・宇宙線による弱い電離

・イオン分子反応: $XY + Z^+ \rightarrow X + YZ^+$ 

・中性反応に比べ、遠隔まで引力が働く

・衝突頻度がvに依らないため、低温な分子雲でも効率的に反応が起きる

・重水素濃縮

・H<sub>2</sub> 以外の分子に D が濃縮

・地球の海水の起源は分子雲か?

・ダスト表面での有機高分子の生成

・分子雲コア

・自己重力的な高密度コア

•  $n(H) \ge 10^5 cm^{-3}, r \sim 0.1 pc$ 

図 3.4: CO(1-0) によるオリオン座の分子雲 Sakamoto+(1994)



図 3.5: OrionA の分子雲コア Tatematsu et al.(1993)



# $\sim$ 「超音速」乱流 $\sim$

・CO 同位体 (1-0) のスペクトルを見ると、 $^{12}CO$  の線幅が熱速度よりも広い=乱流状態

$$v_{th}^{2} = v_{x}^{2} + v_{y}^{2} + v_{z}^{2} = \frac{3k_{B}T}{\mu m_{H}}$$
$$\Delta v_{FWHM} = \sqrt{8\ln^{2} \left(\frac{v_{th}^{2}}{3}\right)^{2}}$$
$$= 0.128 \text{kms}^{-1} \left(\frac{\mu}{28}\right)^{-1/2} \left(\frac{T}{10\text{K}}\right)^{1/2}$$

図 3.6: オリオン分子雲の CO(1-0) スペクトル Frerking, Langer & Wilson (1982)



## 4 原始惑星系円盤内に存在するダストとガス

#### 4.1 ダストの光学特性と電磁波との相互作用

星間空間(interstellar medium; ISM)には,水素ガス質量の約0.01の割合でダスト(固体微 粒子)が存在する.ダストの化学組成はケイ素と炭素が多く,その他に鉄とマグネシウムなど の重元素も含まれている.存在量としてわずかであるが,ダストはISMにおける化学反応やガ ス雲中の星及び惑星の形成過程におにて重要な役割を果たす.ダストの光学特性を解明するの は天体物理にとって重要なテーマになってきており,電磁気学や固体物理学といった諸物理学 と,化学の視点から盛んに研究が進んでいる.

Mathis, Rumpl, and Nordsieck (1977) や Draine and Lee (1984) は,近赤外線から紫外線ま での観測を用いて,ダストによる減光を受けた星とそうでない星の観測を比較したところ,ISM のダストは次のような性質があると考えた.ただし,ダストの形は球状であると仮定している.

1. ISM に存在するダスト半径 a の分布は,最小の 0.005 µm から最大の 0.25 µm まである.

2. 半径 [a + da] に応じた個数 dn(a) の分布は, ベキ乗を示し, おおよそ

$$dn(a) = An_{\rm H}a^{-3.5}da \tag{4.1}$$

に従っている.Aとn<sub>H</sub>はぞれぞれ,水素との存在比及び水素密度を表している.

3. 波長  $\lambda = 21.60 \ \mu m$  で見られる "隆起"は、グラファイトに起因したものと考えられる.

4. 吸収係数と散乱係数は *a*max による.

ダストによる減光は赤化ともいい,ダストの光学特性である吸収と散乱に起因している.ダスト粒子あたりの吸収係数  $\sigma_a$  と散乱係数  $\sigma_s$  をそれぞれのオパシティ(opacity)に変換する際,  $\pi a^2/m_d$ を掛ければ良い.ただし, $m_d$  はダスト粒子の質量である.ミリ波とサブミリ帯で吸収と散乱を含めたダストオパシティは,

$$\kappa(\nu) = 0.1 \left(\frac{\nu}{10^{12} \text{Hz}}\right)^{\beta} \text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$$
(4.2)

で近似されることが多い (Beckwith et al., 1990).  $\beta$  は, 波長 1 mm – 3 mm でのオパシティ指数 (opacity index) といい, ダストの形状, 大きさや組成に依存する. ダストがサイズ分布を 持つときオパシティは分布の仕方にもよるが,式(4.1)のようにべき分布する場合  $a_{\text{max}}$ へ強 く依存する (Draine, 2006; Miyake and Nakagawa, 1993). 光学的に薄くかつレイリー・ジーン ズで近似できるミリ波とサブミリ波では, ダストからの熱放射のフラックス  $F_{\nu}$  は

$$F_{\nu} \propto \kappa \nu^2 = \nu^{2+\beta} \tag{4.3}$$

で記述できる.通常 ISM では  $\beta \approx 1.7$  になるが,原始惑星系円盤のようにダストが成長すると  $a_{\max} \gg \lambda$  になり,  $\beta \approx 1$  までに減少する.

多波長に渡って天体を観測し、その天体のスペクトルエネルギー分布 (spectral energy distribution; SED)<sup>1</sup>を得ることができる.ミリ波帯での SED の傾きを求め、ダスト放射が光学 的に薄いと仮定して式(4.2)と(4.3)を用いれば観測的に  $\beta$  を調べることができる.原始惑 星系円盤では、 $\beta$ の動径分布が見られ、中心星に近いほど  $\beta$  が小さい (Pérez et al., 2012).こ れは、大きく成長したダストが中心星に向かって落ちていく観測証拠かもしれない (Birnstiel, Klahr, and Ercolano, 2012).



図 4.1: 一様球状ダストの吸収オパシティ $\kappa_{abs}$ の波長  $\lambda$  依存性 . ダスト半径 a が大きくなると  $\kappa_{abs}$  が減 少するが ,  $\lambda \gg a$  では  $\lambda^{-2}$  に比例する . Kataoka et al. (2014) より転載 .

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>横軸が周波数  $\nu$ , 縦軸が  $F_{\nu\nu}$  の対数プロット. 波長  $\lambda$  でプロットする場合も多く, その場合縦軸を  $F_{\lambda}\lambda$  にするのが普通.

#### 4.2 ミリ波・サブミリ波帯のガス放射

ダスト放射は広い周波数帯における連続放射に対して,ガスからの放射または吸収はそのガス の中に存在している分子が量子的エネルギー状態の遷移に起因する.この遷移は分子が周囲の 環境とのやりとりによって決まり,エネルギー状態が離散なためある特定の周波数でしか起こ らない.ここで見られる分子からの電磁波の放射または吸収は分子輝線と呼ぶ.分子のエネル ギー状態は主に分子内の電子状態,分子の振動,分子の回転で決まる.このうち分子の回転遷 移は電波波長領域に相当するエネルギーを持つ.

直線分子を剛体と仮定した場合,回転エネルギーは

$$E_{\rm rot}(J) = \frac{h^2}{(2\pi)^2 2I} J(J+1)$$
  
=  $BhJ(J+1)$  (4.4)

で近似できる  $.h \ge I$  はそれぞれプランク定数と分子の慣性モーメント ,J は回転量子数である .B 回転定数であり ,

$$B \equiv \frac{h}{8\pi^2 I} \tag{4.5}$$

で定義され,周波数 (Hz) 次元を持つ.一酸化炭素 CO のような直線分子の内部に電荷分布の偏 りがあるものは電気双極子として回転し電磁波を放射することができる.分子構造が対称になっ ているもの,例えば宇宙空間で存在量が一番多い水素分子 H<sub>2</sub> は,電気双極子として放射せず, 電気四極子として放射する.しかし,その放射強度は極めて弱く,分子雲や原始惑星系円盤の ような数 10 K の低温領域のガス分布を調べるには H<sub>2</sub> の次に多く存在する CO が良く使われる. 電気双極子の放射は選択則  $\Delta J = \pm 1$  に従う. $J + 1 \rightarrow J$  または  $J - 1 \rightarrow J$  のエネルギー差は, 式 (4.4)を用いて計算すると  $\Delta \nu = 2B(J + 1)$  になり,輝線が 2B ごとに現れ, J が高ければ 同一分子でも輝線の周波数が高くなる.

分子の励起状態を調べるために,分子のエネルギー状態の分布を考える.分子のエネルギー 状態の分布は,分子のミクロな性質に加え,ガス全体の密度と温度に強く依存する.簡単なた め,エネルギー状態は上位準位 u (upper)と下位準位 l (lower)の二準位しかないモデルを仮 定し,uの方はエネルギー準位が高い(Fig. 4.2).この仮定は,他準位に置ける遷移率が低い 場合では良い近似である.この二順位間の粒子数が時間平衡の場合,

$$\gamma_{\mathrm{lu}}n_{\mathrm{tot}}n_{\mathrm{l}} + B_{\mathrm{lu}}J_{\nu}n_{\mathrm{l}} = \gamma_{\mathrm{ul}}n_{\mathrm{tot}}n_{\mathrm{u}} + B_{\mathrm{ul}}J_{\nu}n_{\mathrm{u}} + A_{\mathrm{ul}}n_{\mathrm{u}} \tag{4.6}$$

になる. $\gamma$ は衝突に関わる係数であり,分子のミクロな性質及び周囲ガスとの相対速度に依存 する. $J_{\nu}$ は輻射場の平均強度, $A \ge B$ はそれぞれアインシュタインのA係数とB係数である.  $n_{\text{tot}}$ はガス全体(分子雲なら主成分である $H_2 \ge He$ )の数密度, $n_u \ge n_l$ はそれぞれ u 準位, l



図 4.2: 二準位モデルの簡略図 .  $\Delta E$  は準位 l と準位 u の遷移エネルギーであり ,  $\Delta E = h\Delta\nu$  . Stahler and Palla (2005) より転載 .

準位の粒子数密度である.上式の左辺は粒子数が準位1から準位uまで励起率を表している.第 1項は衝突,第2項は輻射吸収による励起である.右辺は二準位間の脱励起を示し,第1項と第 2項はそれぞれ衝突脱励起と誘導放射である.第3項は上位準位から下位準位の自発放射であ る.エネルギー準位uと1の統計的重率を $g_u$ と $g_l$ とし,ボルツマン分布をしている場合 $n_u/n_l$ は励起温度 $T_{ex}$ で次のように決まる:

$$\left(\frac{n_{\rm u}}{n_{\rm l}}\right) = \left(\frac{g_{\rm u}}{g_{\rm l}}\right) \exp\left(-\frac{\Delta E_{\rm lu}}{k_{\rm B}T_{\rm ex}}\right) \ . \tag{4.7}$$

 $k_{\rm B}$ はボルツマン定数.密度  $n_{\rm tot}$  が高い極限では,衝突による遷移が卓越し,放射による遷移が無視できる.こののような状態を局所熱的学平衡(local thermodynamic equilibrium;LTE) といい,励起温度  $T_{\rm ex}$  は周囲のガスの熱運動の温度  $T_{\rm kin}$  に近く(Fig. 4.3).一方, $n_{\rm tot}$  が低く,粒子の衝突頻度が小さい場合は自発放射と誘導放射,吸収によって二準位間の粒子数のバランスが決まる.このとき, $T_{\rm ex}$  は輻射場の温度  $T_{\rm rad}$ になる.ただし,分子輝線が観測されるには, $T_{\rm ex} > T_{\rm rad}$ にならなければいけない.

輻射輸送方程式は,

$$\frac{dI_{\nu}}{ds} = -\alpha I_{\nu} + j_{\nu} \tag{4.8}$$

で記述されます.これは光線のインテンシティ $I_{\nu}$ (intensity)がある媒質中に微小距離 ds を通 過するとき,単位長さあたりに受ける吸収  $\alpha I_{\nu}$ と単位体積あたりに受ける放射  $j_{\nu}$  を表す式であ る.二準位間で吸収と放射しか行われないと仮定すると,媒質の単位体積,単位立体角あたり



図 4.3: 励起温度  $T_{ex}$  とガス密度との関係. 横軸のガス密度は臨界密度  $n_{crit}$  で規格している. Stahler and Palla (2005) より転載.

の放射率は

$$j_{\nu} = \frac{h\nu_0}{4\pi} n_{\rm u} A_{\rm ul} \phi(\nu) \tag{4.9}$$

である .  $\phi(\nu)$  は二準位間のエネルギーの放射もしくは吸収確率分布関数であり,

$$\int_0^\infty \phi(\nu) = 1 \tag{4.10}$$

によって定義される.吸収には,式(4.6)で見られるように真の吸収確率  $B_{\rm ul} \bar{J}_{\nu} n_{\rm u}$ と負の吸収 確率  $B_{\rm lu} \bar{J}_{\nu} n_{\rm l}$ (誘導放射)がある.それぞれの効果を考慮し,補正した吸収率は

$$\alpha = \frac{h\nu_0}{4\pi} (n_1 B_{\rm lu} - n_{\rm u} B_{\rm ul}) \phi(\nu)$$
(4.11)

のように書ける.式(4.16)の両辺を α で割ると,

$$\frac{dI_{\nu}}{d\tau} = -I_{\nu} + S_{\nu} \tag{4.12}$$

に書き換える.



図 4.4: 式 (4.16)を図示したもの. 観測者の視線上,ガス雲に到達する前のインテンシティは  $I_{\nu}(0)$ ,ガス雲を通過した後のインテンシティは  $I_{\nu}(\tau)$ . Ward-Thompson and Whitworth (2011) より転載.

 $\tau$ は光学的厚さといい,  $d\tau = \alpha ds$  で定義される.  $S_{\nu}$ は泉源関数といい,

$$S_{\nu} = \frac{j_{\nu}}{\alpha} = \frac{n_{\rm u}}{n_{\rm l}B_{\rm lu} - n_{\rm u}B_{\rm ul}}$$
$$= \frac{2h\nu_0^3/c^2}{\exp(h\nu_0/k_{\rm B}T_{\rm ex}) - 1}$$
$$\equiv B_{\nu}(T_{\rm ex}) \tag{4.13}$$

で定義される.上式の書き換えの際,アインシュタイン係数の関係式

$$A_{\rm ul} = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} B_{\rm ul} , \qquad (4.14)$$

$$g_{\rm l}B_{\rm lu} = g_{\rm u}B_{\rm ul} , \qquad (4.15)$$

及び式 (4.7)を用いた.すなわち, $S_{\nu}$ は温度  $T_{ex}$ の黒体放射である.媒質が一様であるとすると,式 (4.12)は

$$I_{\nu}(\tau) = I_{\nu}(0)e^{-\tau} + S_{\nu}(1 - e^{-\tau})$$
(4.16)

になる. $I_{\nu}(0)$ は $\tau = 0$ ,つまりガス雲由来の放射ではなく,背景からの放射を表している.宇宙背景放射の場合 $T_{\text{CMB}} = 2.7$ Kに,観測者の視線上に天体が存在相当する場合はその天体の

輝度温度に対応するインテンシティになる(Fig. 4.4).

ガス雲から十分な強度で放射が出てくるためには衝突により上の準位に十分多くの分子が励起される必要がある. $A_{\rm ul} \gg \gamma_{\rm lu} n_{\rm tot}$ だと,粒子が自発放射で準位1に落ちる頻度が衝突で準位 uに励起される頻度より高く,準位 uに滞在する粒子数が少なくなる.しかし, $A_{\rm ul}$ が  $\gamma_{\rm lu} n_{\rm tot}$ に近づければ準位1と準位 u は熱平衡状態になり,準位 u には十分に励起されるようになる.こ



図 4.5:周囲ガスの熱温度  $T_{kin}$  が 10 K と 20 K における,  $C^{12}O^{16}$  の  $J = 1 \rightarrow 0$  の放射率 (emissivity) と水素密度  $n_{H_2}$  (ガス全密度に等しい) との関係. どちらの  $T_{kin}$  も  $n_{H_2}$  が上がるにつれ放射率が上昇するが,ある密度に達した後に減少する. Stahler and Palla (2005) より転載.

のときの $n_{tot}$ を臨界密度 $n_{crit}$ とおき,

$$n_{\rm crit} \equiv \frac{A_{\rm ul}}{\gamma_{\rm lu}} \tag{4.17}$$

で定義される (Fig. 4.5).  $\gamma_{lu}$  は分子の衝突断面積  $\sigma$  と周囲ガスの平均速度  $\langle v \rangle$  の掛け算によって定義される.ガス雲によって  $\gamma_{lu}$  が異なり分子の種類や遷移するエネルギー準位が同じでも $n_{crit}$  が異なる.別の観点から見ると,ガス雲が同じであっても分子の種類や遷移するエネルギー準位が違えば, $A_{ul}$  が異なる値になり  $n_{crit}$ も異なる.したがって,分子の種類によってトレースできるガス雲の密度が異なり,観測したい領域に応じて分子輝線を選ぶことになる.

## Section 4 Reference

- Beckwith, S. V. W. et al. (1990). "A survey for circumstellar disks around young stellar objects". In: AJ 99, pp. 924–945. DOI: 10.1086/115385.
- Birnstiel, T., H. Klahr, and B. Ercolano (2012). "A simple model for the evolution of the dust population in protoplanetary disks". In: A&A 539, A148. DOI: 10.1051/0004-6361/201118136.
- Draine, B. T. (2006). "On the Submillimeter Opacity of Protoplanetary Disks". In: ApJ 636, pp. 1114–1120. DOI: 10.1086/498130.
- Draine, B. T. and H. M. Lee (1984). "Optical properties of interstellar graphite and silicate grains". In: ApJ 285, pp. 89–108. DOI: 10.1086/162480.
- Kataoka, A. et al. (2014). "Opacity of fluffy dust aggregates". In: A&A 568, A42. DOI: 10. 1051/0004-6361/201323199.
- Mathis, J. S., W. Rumpl, and K. H. Nordsieck (1977). "The size distribution of interstellar grains". In: ApJ 217, pp. 425–433. DOI: 10.1086/155591.
- Miyake, K. and Y. Nakagawa (1993). "Effects of particle size distribution on opacity curves of protoplanetary disks around T Tauri stars". In: Icarus 106, p. 20. DOI: 10.1006/icar. 1993.1156.
- Pérez, L. M. et al. (2012). "Constraints on the Radial Variation of Grain Growth in the AS 209 Circumstellar Disk". In: ApJ 760, p. L17. DOI: 10.1088/2041-8205/760/1/L17.
- Stahler, S. W. and F. Palla (2005). The Formation of Stars, p. 865.
- Ward-Thompson, D. and A. P. Whitworth (2011). An Introduction to Star Formation.

## 5 原始惑星系円盤

#### 5.1 円盤構造と進化:ALMA以前の知見,降着円盤としての原始惑星系円盤

若い星状天体 (young stellar object; YSO) は中心星とその周囲の環境のことをさし, YSO の進化段階によってクラス分けされている (Fig. 5.1). スペクトルエネルギー分布 (spectral energy distribution; SED) の赤外線領域 ( $2 \mu m - 25 \mu m$ ) でのスペクトルの傾き  $\alpha_{IR}$  を

$$\alpha_{\rm IR} \equiv \frac{\Delta \log \lambda F_{\lambda}}{\Delta \lambda} \tag{5.1}$$

で定義すると, Tab. 5.1 のように定量的にクラス分けができる.

Class	$lpha_{ m IR}$	中心星,ガス,円盤質量	特徴
0	_	$M_{\rm env} > M_{\rm star} > M_{\rm disk}$	可視光や赤外での放射は見られない
Ι	$lpha_{ m IR} > 0.3$	$M_{\rm star} > M_{\rm env} \sim M_{\rm disk}$	電波でも光学的に厚い
$\mathbf{FS}$	$-0.3 < \alpha_{\rm IR} < 0.3$		Class I と Class II の中間
II	$-1.6 < \alpha_{\rm IR} < 0.3$	$M_{\rm disk}/M_{ m star} \sim 1\%, \ M_{ m env} \sim 0$	円盤による質量降着, $\mathrm{H}lpha$ と $\mathrm{UV}$ 放射が強い
III	$\alpha_{\rm IR} < -1.6$	$M_{\rm disk}/M_{ m star} \ll 1\%, \ M_{ m env} \sim 0$	降着がないか弱い

表 5.1: YSO のクラス分けとその性質. Williams and Cieza (2011) より改変.

原始惑星系円盤進化シナリオは Fig. 5.2 にまとめた.分子雲の重力崩壊で原始星の質量が ほとんど決まるが,その後周囲にできる円盤の質量降着により原始星が前主系列星に進化する. Pringle (1981) と Lynden-Bell and Pringle (1974)の降着円盤モデルに基づき,円筒座標  $(r, \phi, z)$ を用いて,円盤のガス流体運動は連続の式とナヴィエ・ストークス方程式から,降着円盤モデ ルを下記のように導出できる.

1. 連続の式:

$$r\frac{\partial\Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(r\Sigma v_r) = 0 , \qquad (5.2)$$



図 5.1: 中質量星の進化予想図.上から順に, Class 0, Class I, Class II, と Class III と呼ばれる進化段 階. 左側に各段階の SED, 真ん中側にその段階における中心星と周囲ガスのイラスト, 右側には各段階 の特徴が書かれている.SEDの図には,実線は円盤または分子雲の放射,破線は中心星の黒体放射を表 している.Class 0 では分子雲初期からガスが中心コアに落下し, Class I と Class II では星周円盤から 角運動量を拡散しながら中心星にガスを降着する.Class III になると降着がほぼ終わり, 円盤にはほと んどガスがなく,ダストのみ生存する.Bachiller (1996)より転載.



図 5.2: 原始惑星系円盤の進化シナリオ概念図.

(a): SED 上で Class I, Class II に相当する段階.円盤からガスが中心星に降着(accretion)し,中心 星の紫外線によって円盤内のガスが蒸発(photoevaporation)する.降着率 $\dot{M}_{acc}$ は蒸発率 $\dot{M}_{phot}$ より 大きい.ダストは初期段階ではガスに付随して動き(カップル; couple),スケールハイトはガスと同様. (b):降着率が下がってくる段階で Class II 後半, Class III に当たる段階.ダストの合体成長,またはガ スとダストの比が減っていくとダストがガスから受ける抵抗が少なくりガスに付随して動かない(デカッ プル; decouple).やがてダストは円盤の赤道面(midplane)に沈殿する.この段階では $\dot{M}_{acc} \approx \dot{M}_{phot}$ . (c): $\dot{M}_{acc} \ll \dot{M}_{phot}$ により,紫外線による蒸発率が卓越になる.そのため,中心星に近いガスから動 径方向に向かってガスが散逸して円盤からなくなる.

(d):ガスがほとんどなくなり,ダストが微惑星や原始惑星,もしくは惑星にまで成長した段階.中心 星は前主系列星から主系列星になる.

Williams and Cieza (2011)より転載.



図 5.3: 原始惑星系円盤の概念図. 左側には円盤内のダストの力学が示されている. 右側には, 円盤の各 領域に(ウィーンの変位則により) どの波長帯で明るく放射するかを示し, それに適した観測装置が書 かれている. 円盤内のダストの力学には(1) 乱流によるダスト巻き上げ(2) 沈殿(3) 動径移動, と (4) ダスト同士衝突がある(1)(2) と(3) のプロセスは, ダストのサイズに大きく関わり, ガス抵抗 をどの程度受けるかによって変わる. 指標としてストークスナンバー St (Stoke's number) が良く使わ れ, St =  $t_{stop}\Omega_{K}$  で定義される.  $t_{stop}$  はダストがガスの運動に馴染む時間スケール,  $\Omega_{K}$  はケプラー角 速度である. ダストが大きければ  $t_{stop}$  が長くなり, St も大きくなるためガスからの抵抗を小さく感じ る. Testi et al. (2014) より転載.



図 5.4: 円盤の時間変化を示している.縦軸は規格された面密度,横軸は規格された中心星からの半径,  $x = r/R_0$ . 円盤の初期にガスがリング状になっており,  $R_0$ を中心に分布する. 各プロットは規格された時間  $\tau$  で記述され,  $\tau \propto \nu_v t/R_0^2$ . 円盤進化の初期にx = 1付近に分布していたガスが,粘性の拡散によって動径方向に延びる. 一部の物質が外側に移動するが,角運動量拡散により大部分の質量が中心星に向かって落下する. Pringle (1981)より転載.



図 5.5: 円盤のガス面密度の自己相似解示した図.縦軸は円盤ガスの面密度,横軸は初期の円盤サイズで規格された半径である.円盤が時間進化していくと,中心星付近では面密度が下がり,外部に向かって質量が運ばれていく.ある半径を境に,面密度の動径分布は  $\Sigma \propto r^{-1}$  から  $\Sigma \propto \exp(-r)$  に変わる. Armitage (2010) より転載.

2. 角運動量輸送の式:

$$r\frac{\partial}{\partial t}(\Sigma r^2\Omega) + \frac{\partial}{\partial r}(r\Sigma v_r \cdot r^2\Omega) = \frac{1}{2\pi}\frac{\partial g}{\partial r} , \qquad (5.3)$$

3. 半径 r に働く粘性トルク:

$$g(r,t) = 2\pi r^3 \nu_{\rm v} \Sigma \frac{\partial \Omega}{\partial r} . \qquad (5.4)$$

 $\Sigma \geq \nu_v$ はそれぞれガスの面密度と動粘性係数である. $M_*$ は中心星の質量である.動粘性係数は乱流の塊と仮定し, $\nu \sim \alpha c_{\rm s}h$ とおく.ここでhは円盤の厚み(スケールハイト),乱流の平均自由行程はh以下,移動速度は $c_{\rm s}$ 以下と推定されるので,無次元パラメータ $\alpha$ は1より小さい.この仮定を「 $\alpha$ モデル」と呼ばれる(Shakura and Sunyaev, 1973). $\Omega$ は $\phi$ 方向の角速度で,ガス圧力により $\Omega$ は

$$\Omega = \left(\frac{GM_*}{r^3} + \frac{c_{\rm s}^2}{r^2}\frac{\partial\ln P}{\partial\ln r}\right)^{1/2} \tag{5.5}$$

$$\approx \Omega_{\rm K}(1-\eta)$$
 (5.6)

になる.ηは

$$\eta = -\frac{c_{\rm s}^2}{2v_{\rm K}^2} \frac{\partial \ln P}{\partial \ln r} \tag{5.7}$$

である.通常ガス圧が小さい場合( $\eta \ll 1$ ),  $\Omega \approx \Omega_{\rm K}$ .中心星だけで重力場が決まる場合,円盤面密度の時間発展拡散方程式になる(Fig. 5.4):

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \nu_{\rm v} \Sigma r^{1/2} \right) \right] \,. \tag{5.8}$$

円盤のガス面密度を  $\Sigma \propto r^{-1}$  とし,かつ  $r_{\rm d}$  を境に指数関数的に減少すると仮定する. $r_{\rm d}$  は円盤の初期サイズである.粘性係数の動径依存性を  $\nu_{\rm v}(r) = \nu_{
m v,0}(r/r_0)$  とおくと,円盤の各半径 r での時間発展は

$$\Sigma(g,t) = \frac{M_0}{2\pi r_{\rm d}^2} \left(\frac{r_t}{t_{\rm d}}\right)^{-1} \exp\left(-\frac{r_t}{t_{\rm d}}\right)$$
(5.9)

になり,時間に陽に依存しない形になる(Fig. 5.5).これは円盤な自己相似解と呼ばれる.M<sub>0</sub>

はt=0での円盤質量 $.r_t=r_{
m d}/ ilde{t}$ , $ilde{t}$ は拡散時間 $t_{
m diff}$ で次のように規格されている:

$$\tilde{t} = \frac{t}{t_{\text{diff}}} + 1; \ t_{\text{diff}} = \frac{r_{\text{d}}}{3\nu_{\text{v,r}_{\text{d}}}}$$
 (5.10)

 $u_{
m v,r_d}$ は $r_{
m d}$ での粘性係数.

#### 5.2 円盤構造と進化: ALMA 以前の知見, 受動的円盤の温度構造

受動的円盤(passive disk)は降着段階をほぼ終えた円盤のことをいう.円盤の温度構造はダストの性質に強く依存する.中心星の周囲に存在するダストの温度を考えていく.簡単のため,真空中にダストが一個だけ存在する場合を考える.

半径 a のダストの熱容量を C として,ダストの温度 T の時間変化は

$$C\frac{dT}{dt} = \Gamma - \Lambda \tag{5.11}$$

で記述される.  $\Gamma$  はダストへの加熱率,  $\Lambda$  はダストの冷却率である. ダストは中心星の光を 熱エネルギーとして受け取り暖められる. 光度  $L_*$  で輝く中心星からエネルギーフラックスは  $F = L_*/4\pi r^2$ である. ダストが中心星から距離 r にあるとすると,中心星による加熱率は

$$\Gamma = Q_{a,*} \pi a^2 \frac{L_*}{4\pi r^2} \tag{5.12}$$

である.Q<sub>a,\*</sub>は,中心星が最も多くエネルギーを放出する波長に対してダストの吸収係数である.ダストが黒体と仮定し,その冷却率はステファン・ボルツマンの法則を用いて書くと,

$$\Lambda = Q_{\rm a,d} 4\pi a^2 \sigma_{\rm SB} T^4 \tag{5.13}$$

になる. $Q_{a,d}$ は,ダストが一番効率良く熱を放出する波長での吸収係数である. $\sigma_{SB}$ はステファン・ボルツマン定数.加熱と冷却が時間変化しなくなると,ダストの温度が一定に決まる.すなわち, $\Gamma = \Lambda$ になり,平行温度は

$$T_{\rm d} = \left(\frac{Q_{\rm a,*}}{Q_{\rm a,d}} \frac{L_*}{16\sigma_{\rm SB}\pi r^2}\right)^{1/4}$$
(5.14)

になる.ダストの吸収係数は波長によって異なり,次のように近侍できる:

$$Q_{a} = \begin{cases} 1 , 2\pi a \gtrsim \lambda \mathbf{0}$$
 場合  
 $(2\pi a/\lambda)^{\beta} , 2\pi a \lesssim \lambda \mathbf{0}$  場合 (5.15)

中心星を  $T_* = 6000$  K の黒体放射とすると,ウィーンの変位則により放射のピーク波長は  $\lambda_* \approx 0.50 \ \mu m$ になる. 原始惑星系円盤内に存在するダストは進化段階によってサイズが異なる が, $a = 0.1 \ \mu m$  と仮定すれば  $Q_{a,*}$ 式(5.15)より  $Q_{a,*} = 1$ とおいて良い. 一方,ダストの冷却過程で吸収した中心星の光を赤外線で再放射するため, $\lambda_d$ は通常 ~ 100  $\mu m$ になる. 円盤内 の  $\beta \ge 1$  と仮定し,ウィーンの変位則を用いて  $Q_{a,d}$  は

$$Q_{\rm a,d} = \frac{2\pi a}{2900 \ (\rm K \cdot \mu m)} T_{\rm d} \ . \tag{5.16}$$

式 ( <u>5.14</u> ) は

$$T_{\rm d} = T_* \left(\frac{2\pi a}{2900 \ ({\rm K}\cdot\mu{\rm m}) \ T_*}\right)^{1/5} \left(\frac{R_*}{2r}\right)^{2/5} = 490 \left(\frac{r}{1 \ {\rm au}}\right)^{-2/5} \ {\rm K}$$

になる. $R_*$ は中心星の半径で, $L_*=4\pi R_*^2\sigma_{
m SB}T_*^4$ の関係を用いた.



図 5.6: 原始惑星系円盤の各領域における SED.中心星の黒体放射に加え,円盤内の温度が異なる場所から,波長が短い赤外線から波長が長い電波まで放射が観測される.円盤の表面では中心星の光を受けて, 温度が ~ 30 K になり短波長側でエネルギーを再放射する.一方,電波放射は数 10 K の放射に対応し, 中心星の光が遮られる円盤の赤道面と,半径が大きいところから由来する.Dullemond et al. (2007)より転載.

#### 5.3 円盤構造と進化: ALMA 以前の知見, 遷移円盤

遷移円盤は原始惑星系円盤の進化においても進んだ段階だと考えられる(Fig. 5.7). 遷移円盤 は,円盤内に穴が見られるような構造をしており,本質にはダストが光学的薄く,つまり小さ いダストが少ななった結果である.穴ができる要因として,中心星への質量降着が終わった段 階で光蒸発率が卓越になり,円盤は内側から質量を散逸していく.もう一つの要因として,円 盤内に微惑星などが形成されると,周囲のダストを材料にして惑星に成長する結果とも考えら れる.遷移円盤の特徴として,10 µm 付近でフル円盤より赤外超過が弱いことである.



**Transitional Disk** 

図 5.7: 円盤の分類.上から,フル円盤,準遷移円盤,と遷移円盤.観測では,準遷移円盤と遷移円盤に は大きくリング状(ギャップ)か円状の穴が空いているように見られる.ダストが光学的薄くなったため であり,惑星形成や光蒸発による効果と考えられる.Espaillat et al. (2014)より転載.



図 5.8: 遷移円盤の SED.上から, RECX 11(Ingleby et al., 2011), LkCa 15(Espaillat et al., 2007), と GM Aur(Calvet et al., 2005) それぞれの SED.太い破線は中心星の光球面の SED, 細い破線はフル円 盤の典型的の SED.点はそれぞれの観測結果である.遷移円盤は, 10 µm 付近においてフル円盤に比べ 赤外超過が弱いことが見られる.Espaillat et al. (2014) より転載.

## Section 5 Reference

Armitage, P. J. (2010). Astrophysics of Planet Formation, p. 294.

- Bachiller, R. (1996). "Bipolar Molecular Outflows from Young Stars and Protostars". In: ARA&A 34, pp. 111–154. DOI: 10.1146/annurev.astro.34.1.111.
- Calvet, N. et al. (2005). "Disks in Transition in the Taurus Population: Spitzer IRS Spectra of GM Aurigae and DM Tauri". In: ApJ 630, pp. L185–L188. DOI: 10.1086/491652.
- Dullemond, C. P. et al. (2007). "Models of the Structure and Evolution of Protoplanetary Disks". In: *Protostars and Planets V*, pp. 555–572.
- Espaillat, C. et al. (2007). "On the Diversity of the Taurus Transitional Disks: UX Tauri A and LkCa 15". In: ApJ 670, pp. L135–L138. DOI: 10.1086/524360.
- Espaillat, C. et al. (2014). "An Observational Perspective of Transitional Disks". In: *Protostars* and Planets VI, pp. 497–520. DOI: 10.2458/azu\_uapress\_9780816531240-ch022.
- Ingleby, L. et al. (2011). "Near-ultraviolet Excess in Slowly Accreting T Tauri Stars: Limits Imposed by Chromospheric Emission". In: ApJ 743, p. 105. DOI: 10.1088/0004-637X/ 743/2/105.
- Lynden-Bell, D. and J. E. Pringle (1974). "The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables." In: MNRAS 168, pp. 603–637. DOI: 10.1093/mnras/168.3.603.
- Pringle, J. E. (1981). "Accretion discs in astrophysics". In: ARA&A 19, pp. 137–162. DOI: 10.1146/annurev.aa.19.090181.001033.
- Shakura, N. I. and R. A. Sunyaev (1973). "Black holes in binary systems. Observational appearance." In: A&A 24, pp. 337–355.
- Testi, L. et al. (2014). "Dust Evolution in Protoplanetary Disks". In: *Protostars and Planets* VI, pp. 339–361. DOI: 10.2458/azu\_uapress\_9780816531240-ch015.
- Williams, J. P. and L. A. Cieza (2011). "Protoplanetary Disks and Their Evolution". In: ARA&A 49, pp. 67–117. DOI: 10.1146/annurev-astro-081710-102548.

## 6 ALMA で見る原始惑星系円盤

#### 6.1 ALMA:装置の概要と初期成果例, HD163296

HD 163296 の CO(J = 3 - 2) の輝線観測で, チャネルマップ上ケプラー回転を表しているが, 放射領域が分裂して観測される (Fig. 6.1). 理論では,円盤の赤道面の CO 分子がダストに膠着 し,ガスではなく固体として存在するため,輝線放射をしないと予測されている (Fig. 6.2). また,ダストの動径移動 (radial drift; Fig. 6.3) とダストの沈殿 (dust settling; Fig. 6.4) は HD 163296 の円盤系にも見られる.



図 6.1: CO(J = 3 - 2)のチャネルマップで放射領域が分裂して,面と裏に分かれて観測される.その理由は,円盤赤道面では温度が低く CO 分子がダストに付着し固体相になっているからである.その結果,赤道面では CO の輝線放射が見られない.de Gregorio-Monsalvo et al. (2013)より改変.



図 6.2: 図は円盤の断面図を示している.円盤内の領域によって CO が気体相 CO(g) と固体相 CO(gr) と して存在する.円盤表面では温度が高く CO は気体として存在する.赤道面では中心星に暖められづら くなり気温が低いため, CO はダストに付着し固体になっている.Fig. 6.1 に示す観測結果を良く説明し ている.Qi, Öberg, and Wilner (2013)より転載.



図 6.3: 中心星 HD 163296 からの,ダスト連続放射強度(赤いプロット)と CO (*J* = 3 - 2)の輝線放 射強度(水色プロット)の動径分布.破線と点破線はそれぞれダストとガスの密度分布モデル.ダスト 分布の方が中心星に近くあり,ダストはガスと分離して動くことが示唆されている(ダストの動径移動; radial drift).de Gregorio-Monsalvo et al. (2013)より転載.



図 6.4: HD 163296 の SED.黒い正方形プロットは観測値,実線はダスト沈殿を考慮した上のモデル, 破線は CO (J = 3 - 2) のチャネルマップを再現するためのモデルを用いた結果.これらの相違からダス トはガスから有意にデカップルことが示唆され,ダストは円盤の赤道面へ沈殿すること(dust settling) が考えられる.de Gregorio-Monsalvo et al. (2013) より転載.

#### 6.2 HL Tau の高解像度観測

#### Part 1 : Background

原始惑星系円盤内のダストは,母体となる分子雲から由来する.初期円盤においてガスに比べ 質量が 1% しかないが,ガスに比ベオパシティが高いため円盤の温度構造を決めたり,惑星形 成の材料になる重要な物質である.ダストは,円盤進化の初期段階ではサイズが 0.1  $\mu$ m 程度で すが,ダストは円盤中に様々な力学を経て,数 10 km の微惑星や,やがて数 1000 km の原始惑 星へと成長していく (Fig. 5.3).

円盤のダストの力学には,ダスト自身のサイズとガスとの相対速度が大きく関わっている. ダストや微惑星はガス圧力を直接感じないため,ケプラー角速度 $\Omega_{\rm K}$ で回転する.一方,ガス は $\Omega \approx (1 - \eta)\Omega_{\rm K}$ で回転するので,ダストはケプラー角速より $\eta$ 分遅れて運動するガスからガ ス抵抗を受けることになる.円盤に乱流運動がない場合,ダストとガスそれぞれの速度をそれ ぞれuとUとおき,運動方程式は

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} = -\frac{\boldsymbol{u} - \boldsymbol{U}}{t_{\text{stop}}} - \left(\frac{GM_*}{r^3}\right)\boldsymbol{r} , \qquad (6.1)$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t} = -\frac{\rho_{\rm d}}{\rho_{\rm g}} \frac{\boldsymbol{u} - \boldsymbol{U}}{t_{\rm stop}} - \left(\frac{GM_*}{r^3}\right) \boldsymbol{r} - \frac{1}{\rho_{\rm g}} \nabla P \tag{6.2}$$

になる.上式からダスト速度の円筒座標の各成分は

$$u_r = -\frac{2t_{\rm stop}\Omega_{\rm K}}{1 + (t_{\rm stop}\Omega_{\rm K})^2}\eta v_{\rm K} , \qquad (6.3)$$

$$u_{\phi} = v_{\rm K} - \frac{1}{1 + (t_{\rm stop}\Omega_{\rm K})^2} \eta v_{\rm K}$$
, (6.4)

$$u_z = -(t_{\rm stop}\Omega_{\rm K})\Omega_{\rm K}z\tag{6.5}$$

になる. $t_{stop}\Omega_{K}$ はストークスナンバー(Stoke's number)と言われ, St と表されることもある.式(6.4)は,ダストの角速度はガス抵抗のためケプラー回転から減少されていることを示している.動径方向では中心星重力と遠心力が釣り合っているが,式(6.3)からわかるようにガス抵抗を受けるため中心星へ $\eta v_{K}$ に比例する速度で落ちていく.z方向に関しては,ダストは自由落下ではなく,円盤の赤道面にはゆっくり沈殿する.

ダストがガスの運動に馴染む時間スケール,ストッピングタイム(stopping time) t<sub>stop</sub>は

$$t_{\rm stop} = \frac{m_{\rm d} \Delta u}{F_{\rm drag}} \tag{6.6}$$

で定義され,  $\Delta u$  はダストとガスとの速度差,  $F_{drag}$  はダスト粒子が受けるガス抵抗力である. ダストのサイズによって  $F_{drag}$  は異なるが, メートルサイズより小さいダストではエプスタイン領域 (Epstein regime)とストークス領域 (Stoke's regime)で考えることができる. その区 別の仕方は分子の平均自由行程 lg との大小関係である.平均自由行程に比べ,前者はより小さい,後者はより大きいダストに対応する.具体的に,各領域でのストッピングタイムは

$$t_{\rm stop} \sim \begin{cases} rac{
ho_{\rm s} d}{
ho_{\rm g} c_{\rm s}} & \mathtt{エプスタイン領域}, a < 1 \ {
m cm} \\ rac{
ho_{\rm s} d^2}{
ho_{\rm g} c_{\rm s} l_{\rm g}} & \mathtt{ストークス領域}, a \sim 10 \ {
m cm} \end{cases}$$

$$(6.7)$$

で記述される. $ho_{
m s}$  と  $c_{
m s}$  はそれぞれダスト粒子の内部密度と音速である.ダストの動径方向の移 動時間スケール  $t_{
m mig}$  を

$$t_{\rm mig} \sim \frac{r}{u_r} \approx \frac{T_{\rm K}}{4\pi\eta} \times \begin{cases} (t_{\rm stop}\Omega_{\rm K})^{-1} & , t_{\rm stop}\Omega_{\rm K} < 1 \, \text{のとき} \\ (t_{\rm stop}\Omega_{\rm K}) & , t_{\rm stop}\Omega_{\rm K} > 1 \, \text{0} \text{と} \end{cases}$$
(6.8)

で近似すると, $t_{stop}\Omega_{K} \sim 1$ のとき動径方向の移動時間が一番短い.つまり $u_r$ がこのときに一番大きく,メートルサイズに成長したダストに対応する.この移動時間が短いと,ダストがそれ以上大きい微惑星に成長する前に中心星に落下してしまう.この「ダスト落下問題」は,理論上では惑星形成の妨げになっている(Fig. 6.5).ふわふわしたダスト集合体なら,この問題を回避できるかもしれない.



図 6.5: ダストのサイズ a (横軸)と動径方向速度  $u_r$  (縦軸)との関係. ダストサイズが a < 1 cm のときはエプスタイン領域,  $a \sim 10$  cm のときはストークス領域のガス抵抗則に従う. さらにメートルサイズまで成長していくと,  $u_r$  がピークになり, このとき動径方向の移動時間はダストの成長より速く, ダストはその中心星に落下してしまう. メートルサイズを超えるとダストの  $u_r$  はケプラー回転の摂動になる. Weidenschilling (1977)より改変.



図 6.6: ふんわりしたダスト集合体 (fluffy aggregate)の成長とコンパクトなダストの,それぞれの密度 と質量の進化.中心星質量は1 $M_{\odot}$ .図は中心星から5auのダスト進化を示している.赤く塗りつぶして いる領域はダストの動径移動 (radial drift)により中心星に落ちるような密度と質量の領域.灰色の線は, ダストがコンパクトな球体で,密度を保ちつつ成長するが,やがて動径方向移動速度が成長速度に比べ速 くなり中心星に落下する.黒い線は、ミクロンサイズのダストが衝突合体 (hit-and-stick)して成長する フェイズ.青い線は,センチサイズになったダストが,ダスト集合体の圧縮強さ (compressive strength) よりガス圧の方が高く、ダストはガスに圧縮されながら (gas compression)密度が高くなりながら成 長していく段階.赤い線は、~ 100 m になったダスト集合体が自己重力により圧縮され (self-gravity compression)ながらも微惑星 (planetesimal)へと成長していく.つまりふわふわしたダスト集合体は、 ダスト落下問題を回避し、微惑星まで成長できるという理論の示唆である.Kataoka et al. (2013)より 転載.

#### Part 2 : Details on HL Tau images

HL Tau は牡牛座分子雲 (Taurus Molecular Cloud)にある T タウリ型星である.HL Tau ま での距離は 140 pc で,SED 分類では Class I か Class II になり,その質量と年齢はそれぞれ約 1.5  $M_{\odot}$  と1 Myr である.原始星である HL Tau は質量降着段階にあり,ジェットが観測されて いる (Fig. 6.8). ALMA の高解像度観測で,HL Tau の円盤には複数の,10 au スケールのリン グとギャップ構造が見られる (Fig. 6.9).リングがダストが溜まっている領域のに対し,ギャッ プはダストが少ないか大きく微惑星まで成長したことが示唆されている.この円盤は観測者に 対して傾いているのにもかかわらず,短軸方向でははっきりとギャップが見えている.幾何学的



図 6.7: ふんわりしたダスト集合体の成長仕方 ( a ), ( b ) ( c ) ( d ) の順に衝突合体, 衝突圧縮, ガスに よる圧縮, と自己重力による圧縮でありる.成長の仕方はダスト集合体のサイズにより, 上から順にサ イズが大きくなっていく. Fig. 6.6 を参照. Kataoka et al. (2013) より転載. 構造から考えると,このように見えているのはダストが円盤赤道面に沈殿しているからである.



図 6.8: 可視光(波長 6600 Å)で見た牡牛座にある T タウリ星(HL Tau, XZ Tau, LkH $\alpha$  358, HH 30 star) とジェット(HH 30-N, HH 266). HL Tau から発するジェットの先端は HH 266 だと考えられる. Anglada et al. (2007) より転載.

Part 3 : Possible origins of ring/gap structure

円盤内のリングやギャップ,または穴構造は近年の観測装置の分解能上昇により観測が進んでいる.理論上,リングやギャップは惑星,円盤内の重力不安定,またはダストの成長の仕方によるものだと考えられる.



図 6.9: ALMA が撮像した,電波で見る HL Tau.横,縦軸はそれぞれ天球面での赤緯と経緯(a)(b), (c)はそれぞれ波長 2.3 mm, 1.3 mm, と 0.87 mm での画像(d)は波長 1.3 mm での,合成ビーム. (e)は波長 1.3 mm と 0.87 mm の合成図(f)は波長 1.3 mm と 0.87 mm を用いて導出したスペクトル 指数  $\alpha$  (spectral index).  $\alpha$ はダストのオパシティ指数  $\beta$ とは,  $\alpha = 2 + \beta$ の関係で結ばれ,  $\alpha$ が小さ ければダストがある程度成長し大きくなってることが示唆される(4.1章). ALMA Partnership et al. (2015)より転載.



図 6.10: 惑星による円盤内のギャップ形成.円盤初期の面密度は場所によらず一定で, $\Sigma_0$ である.図(a) と(b)は,初期の円盤に半径  $R_p$ にそれぞれ質量が 0.3  $M_J$ と 1.0  $M_J$ の惑星を置き,惑星が 1  $M_*$ 中 心星を 10<sup>4</sup>回公転したのちの面密度分布の変化を示している( $M_J$ は木星質量).横,縦軸は中心星を中 心(0,0)とした座標系で, $R_p$ で規格している.カラーは面密度  $\Sigma$  を初期面密度  $\Sigma_0$ で規格している.図 (b)のように惑星の質量が大きければギャップは動径方向により広がり,かつ  $\Sigma/\Sigma_0$ で示されるように ギャップの深さも深い.Kanagawa et al. (2016)より転載.



図 6.11: シミュレーションで,ダストの成長や破壊に焼結効果を取り入れて円盤内のギャップ構造を再現した結果.横軸は中心星からの距離.色で塗りつぶされている領域は,内側はそれぞれの分子のスノーライン(分子の気体相と固体相を分ける境目; snow line),外側は焼結でダストが成長できる最も遠い半径を表している(a)(b)はそれぞれダストのサイズ半径 a とダストの面密度  $\Sigma_d$ (c)はダストのストークスナンバーSt =  $t_{stop}\Omega_K$ を示し,値が小さければガスと良くカップルして動く(d)はダストが中心星への降着率(e)はダストの衝突頻度を表す衝突の時間スケール(実線),と焼結で成長する時間スケール(破線)(f)は、ダスト同士の衝突速度  $\Delta v$ (実線)と、衝突してダストが合体ではなく分裂してしまうような速度閾値  $\Delta v_{frag}$ (破線).HL Tau に見られる複数の明るいリングは、塗りつぶされている領域に相当し、面密度  $\Sigma_d$ はダストの連続放射強度に比例する.この領域では衝突破壊の閾値  $\Delta v_{frag}$ が小さく、かつ衝突による成長時間スケール  $t_{sin}$ が衝突時間スケール  $t_{coll}$ より長いため、大きいダストが衝突して小さいダストに分裂する.小さいダストは動径方向の移動速度は大きいダストより長いので、局所に溜まることになり面密度  $\Sigma_d$ が高くなる.Okuzumi et al. (2016)より転載.



図 6.12: ALMA サイクル 0 で撮像した, 波長 0.9 mm の HD 142527 の星周円盤. 横, 縦軸はそれぞれ天 球面上の赤経と赤緯, カラーは輝度温度を対数でとったもの. 図では北方向は上, 東は左. 円盤は非軸対 称を示し, 北側は南側より明るいためダストの面密度が高いことが示唆される. Fukagawa et al. (2013) より転載.



図 6.13: HD 142527 の星周円盤からの輝線放射.Fig. 6.12 で見られたダスト連続放射と同じ観測で得られた画像. 左図はガスの放射強度(0次モーメント),右図はそのガスの平均速度(1次モーメント). 上パネルは <sup>13</sup>CO J = 3 - 2,下パネルは C<sup>18</sup>O J = 3 - 2の結果. 左図から,円盤のダスト連続波に比べガスは中心星の周りに比較的に対称な分布をしており,より遠い半径領域にも存在する. 右図からは,ガスは円盤の周りをケプラー回転していることが見て取れる.Fukagawa et al. (2013)より転載.



図 6.14: 左図は Fig. 6.12 と同様の観測データを用いた HD 142527 のイメージ.右図は, Muto et al. (2015) がモデリングを行った北方向の領域と南方向の領域をイラストで示している. Muto et al. (2015) より転載.



図 6.15: Muto et al. (2015) によるモデリングで得られた HD 142527 の北と南領域 (Fig. 6.14) のガス とダストの分布.図の横軸は中心星からの距離,縦軸はガス(実線)とダスト(破線)の面密度.右図 は左の両図を縦軸を対数にして一緒に表した.この結果から,円盤内のガスとダストとの比は非軸対称 になることが示されている.Muto et al. (2015)より転載.



図 6.16: ALMA サイクル 3 で撮像した, HD 142527 星周円盤のサブミリ波での偏光強度(左図)と偏光 度(右図)をカラーで表したもの.コントアはダストのサブミリ連続放射,白い実線は偏光の方向を表 している.Kataoka et al. (2016)より転載.

## Section 6 Reference

- ALMA Partnership et al. (2015). "The 2014 ALMA Long Baseline Campaign: First Results from High Angular Resolution Observations toward the HL Tau Region". In: ApJ 808, p. L3. DOI: 10.1088/2041-8205/808/1/L3.
- Anglada, G. et al. (2007). "Proper Motions of the Jets in the Region of HH 30 and HL/XZ Tau: Evidence for a Binary Exciting Source of the HH 30 Jet". In: AJ 133, pp. 2799–2814. DOI: 10.1086/517493.
- de Gregorio-Monsalvo, I. et al. (2013). "Unveiling the gas-and-dust disk structure in HD 163296 using ALMA observations". In: A&A 557, A133. DOI: 10.1051/0004-6361/201321603.
- Fukagawa, M. et al. (2013). "Local Enhancement of the Surface Density in the Protoplanetary Ring Surrounding HD 142527". In: PASJ 65, p. L14. DOI: 10.1093/pasj/65.6.L14.
- Kanagawa, K. D. et al. (2016). "Mass constraint for a planet in a protoplanetary disk from the gap width". In: PASJ 68, p. 43. DOI: 10.1093/pasj/psw037.
- Kataoka, A. et al. (2013). "Fluffy dust forms icy planetesimals by static compression". In: A&A 557, p. L4. DOI: 10.1051/0004-6361/201322151.

- Kataoka, A. et al. (2016). "Submillimeter Polarization Observation of the Protoplanetary Disk around HD 142527". In: ApJ 831, p. L12. DOI: 10.3847/2041-8205/831/2/L12.
- Muto, T. et al. (2015). "Significant gas-to-dust ratio asymmetry and variation in the disk of HD 142527 and the indication of gas depletion". In: PASJ 67, p. 122. DOI: 10.1093/pasj/psv098.
- Okuzumi, S. et al. (2016). "Sintering-induced Dust Ring Formation in Protoplanetary Disks: Application to the HL Tau Disk". In: ApJ 821, p. 82. DOI: 10.3847/0004-637X/821/2/82.
- Qi, C., K. I. Öberg, and D. J. Wilner (2013). "H<sub>2</sub>CO and N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> in Protoplanetary Disks: Evidence for a CO-ice Regulated Chemistry". In: ApJ 765, p. 34. DOI: 10.1088/0004-637X/765/1/34.
- Weidenschilling, S. J. (1977). "Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula". In: MNRAS 180, pp. 57–70. DOI: 10.1093/mnras/180.1.57.