原始惑星系円盤の電波観測入門(1): 惑星系の母胎を探る

百瀬 宗武'

2019年6月20日受領, 査読を経て2019年7月28日受理.

(要旨)「原始惑星系円盤」は,星間物質と完成された惑星系とを繋ぐ天体構造であり,天文観測により惑星 系形成過程を探る際の研究対象である.本稿は,原始惑星系円盤の電波観測と関連する基本的事項を整理し た上で,「惑星系の母胎としての側面」から原始惑星系円盤を調べた研究例を示しながら,どのような情報 が観測結果から得られているかを解説する.

1. 原始惑星系円盤とは

主系列星より前の進化段階にある若い星々(Young stellar objects = YSOs)に付随している星周円盤を, 原始惑星系円盤と呼ぶ.これらは,標準的な太陽系起 源論で仮定された惑星形成の初期状態(原始太陽系星 雲)と類似しており,宇宙に遍く存在する系外惑星の 母胎に違いないと信じられている.

すばる望遠鏡に搭載された新型コロナグラフHi-CIAOや大型電波望遠鏡ALMAの登場により,近年, 飛躍的に詳しい原始惑星系円盤の画像が得られるよう になった[1,2].しかし,「見えた」からといって直ち に対象の「理解」が得られるわけではない.天文観測 では,ある結果を再現する状況が一つとは限らないた め,尚更である.観測結果から示唆される可能性を漏 れなく洗い出し,多角的な診断を行うことが,より深 い理解を得る方策になる.

そこで本稿では、電波観測との関連に絞り、円盤画 像を「診る」ために必要となる背景知識を、実際の結 果と照合させながら紹介する.全体の構成は以下の通 りである. §2では円盤の基本的な構造について、太 陽系起源論を踏まえながら紹介する. §3,4では円盤 物質の放射機構にも焦点をあて、一般の星間物質の基 本的性質を交えながら関連する観測例を議論する.§ 3ではガス成分を、§4では固体微粒子(ダスト)成分を、 それぞれ取り上げる. §4までは円盤を空間的に十分 分解した観測を想定して議論を進めるが、最後の§5 では、空間的な解像度が不十分な場合の解析手法を概 説する. 多数の円盤を統計的に扱うサーベイ研究では、 ここで述べる解析手法が依然として重要である.

本稿は、2016年9月に実施した惑星科学フロンティ アセミナーでの講演内容を、それ以降の研究進捗も反 映させて再構成したまとめの前編にあたる。若手読者 への便宜に加え、星間物質での常識が円盤環境下では 当てはまらないことが多い事情も踏まえ、可能な限り 基本に遡って解説する。フロンティアセミナーで議論 した内容のうち、原始惑星系円盤の形成やその初期進 化に関連する話題は、星形成過程の基礎も含め、別に 用意する後編で解説する。

2. 円盤構造の基礎

古典的な太陽系起源論では,惑星形成の初期条件と して軸対称の原始太陽系星雲の存在を仮定した.その 代表例である林モデル[3]は,現在の視点からみると 古い内容も含まれるシナリオではあるが,一方で観測 がターゲットとする原始惑星系円盤の構造が手際良く 提示されている面もあり,依然として学ぶべき「生き た古典」と言える.そこで§2では,林モデルを題材 に原始太陽系星雲の特徴を整理し,実際の観測結果の

^{1.} 茨城大学·理工学研究科(理学野)

munetake.momose.dr@vc.ibaraki.ac.jp

解釈においてもこれらが有用な概念であることを確認 する.

2.1 古典的太陽系起源論(林モデル)

原始太陽系星雲は,現在の太陽系の姿から遡る形で 構築された(復元円盤モデル).その基本骨格は,現在 の太陽系天体に含まれる固体成分を砕き,その質量を 動径方向に滑らかに分布させた構造である.この際, 水(H₂O)については,その昇華線半径(スノーライン) より外側でのみ固相として加える.この骨格に,ガス・ ダスト質量比(g/d)を近傍の星間物質の値(≈100)と 一致させるようにガスを付加する.以下では,上記の 筋道で構築された原始太陽系星雲の円盤構造を特徴付 ける諸量を紹介する.なお,これ以降出てくる座標 (r, z)は,太陽を原点とする円筒座標系の2成分を表す.

(1)動径構造

円盤内の温度分布を、光度 L_{\star} の光源周囲にある黒体の輻射平衡温度で与える、具体的には、 σ_{SB} をステファン・ボルツマン定数として、

$$T(r) = \left(\frac{L_{\star}}{16\pi\sigma_{\rm SB}r^2}\right)^{1/4}$$
$$= 280 \left(\frac{L_{\star}}{L_{\odot}}\right)^{1/4} \left(\frac{r}{1\,\rm{au}}\right)^{-1/2} \rm{K}$$
(1)

とおく. すると, スノーラインの位置 r_{snow}は, H₂Oの 昇華温度 T_{snow}の標準値を170 Kとして,

$$r_{\rm snow} = 2.7 \left(\frac{T_{\rm snow}}{170\,{\rm K}}\right)^{-2} \left(\frac{L_{\star}}{L_{\odot}}\right)^{-1/2} {\rm au} \tag{2}$$

と与えられる. 林モデルでは, 原始太陽の光度 $L_{\star} = 1L_{o}$ として, T(r), r_{snow} を与えていた.

一方の物質分布は、円盤の内径(r_{in})と外径(r_{out})の 間で、z軸に沿って積分した柱密度として与える(図1). 基本的に、固体(Σ_d)とガス(Σ_g)いずれの柱密度も $r^{-3/2}$ に比例する形で与えるが、 Σ_d には r_{snow} がH₂O氷 の有無の境界である点を反映した段差がつけられてい る.林モデルでは当時の太陽系に関する知見を反映し、 $r_{in} = 0.35$ au, $r_{out} = 36$ auにとられていたが、この範 囲で Σ_g を積分して得られる円盤質量は0.013 M_0 であ る. これは、現在の太陽系を形作る最小限の質量を含 むモデルという意味で、「最小質量円盤モデル」とも 呼ばれる.



図1: 原始太陽系星雲で仮定された柱密度分布[3].

(2)ガスの平衡形状

温度分布と物質分布が決まると、それを踏まえたガ スの力学平衡形状が決まる。円柱座標での運動方程式 は、圧力b、密度ρ、回転角速度をΩとして、

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

$$0 = \frac{GM_{\odot}}{r^3}z + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}$$
(4)

となる. さらに状態方程式として理想気体モデルを採 用すると、μを平均分子量、csを等温音速として、

$$p = \frac{k_{\rm B}T}{\mu m_{\rm H}} \rho \equiv c_{\rm s}^2 \rho, \tag{5}$$

$$c_{\rm s} = 1.0 \times 10^5 \left(\frac{\mu}{2.3}\right)^{-1/2} \left(\frac{T}{280\,{\rm K}}\right)^{1/2} \,\,{\rm cm\,s^{-1}} \eqno(6)$$

が成り立つ.すると、ガスの回転則や密度分布が導出 される.まず回転則は、式(3).(5)から.

$$\Omega = \Omega_{\rm K} (1 - \delta), \tag{7}$$

$$\vec{\uparrow}_{-} \vec{\uparrow}_{-}^{s} \, \bigcup_{,} \quad \Omega_{\rm K} = \sqrt{\frac{GM_{\odot}}{r^{3}}}; \; \delta = -\frac{1}{2} \left(\frac{c_{\rm s}}{r\Omega_{\rm K}}\right)^{2} \frac{\partial \ln p}{\partial \ln r}$$

である. 林モデルでは $\frac{\partial h}{\partial r} < 0$ であるため $\delta > 0$, つまり, 圧力勾配の影響でガスはケプラー角速度 Ω_{K} よりわずかに遅く回転する. 例えばr = 1 auでは, 式(6)

も参考に $\delta \sim 10^{-3}$ であると確かめられる.一方,式(4), (5)から導かれるガス密度分布 $\rho_g(r, z)$ は,

$$\rho_{\rm g}(r,z) = \frac{\Sigma_{\rm g}(r)}{\sqrt{2\pi H^2}} \exp\left(-\frac{z^2}{2H^2}\right), \eqno(8)$$

$$\begin{split} H(r) &\equiv \frac{c_{\rm s}}{\Omega_{\rm K}} \\ &\approx 0.034 \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}}\right)^{-1/2} \left(\frac{T}{280\,{\rm K}}\right)^{1/2} \left(\frac{r}{1\,{\rm au}}\right)^{3/2} {\rm au}. \end{split} \tag{9}$$

H(r)はpressure scale heightと呼ばれ、半径rでのガ ス円盤の膨らみ具合を表す. 林モデルのように $T \propto r^{-1/2}$ の場合、式(9)から円盤のアスペクト比 $H/r \propto r^{1/4}$ となり、rに関する増加関数になる. このよ うな形状は、しばしば「フレア」と呼ばれる.

2.2 ダストの振る舞い

京都モデルでは上の初期条件から微惑星を介した惑 星形成を議論したが、円盤構造の観点からもダストは ガスとは異なる進化をたどると考えるのが自然である。 その理由は、ダストはガスに比べて密度が著しく高い ため、圧力勾配で生じる力の作用がほぼ無視できるた めである。ガス成分の力学平衡に圧力勾配が寄与して いる状況においては、圧力勾配が作用しないダストは 高圧領域へ集積する傾向がある。例えば、式(4)から z軸に沿ったガスの成層構造(8)が導かれたが、ダス トは太陽重力のz成分からのみ影響を受けるため、よ り高圧な赤道面へと沈殿する傾向を持つ¹. また、r軸 に沿った動径移動(ダスト落下)や、圧力の極大領域(惑 星ギャップや地衡風で生じる高気圧性の渦)へのダス ト濃集も、定性的には全てこの傾向で理解できる。

より詳細なダストの振る舞いの分析には、ダスト粒 子が受けるガス抵抗(制動時間)のサイズ依存性も考慮 すべきである.この点の詳細は、過去の「遊・星・人」 の解説記事[4]も参照していただきたい.一言でまと めると、ガス抵抗に強く影響される小サイズダストは ガスと相似な分布をとる一方、ガス抵抗の影響をほど ほどに受けるより大きなダストはガスと分離し高圧領 域に濃集しやすい傾向がある.



図2: HH30周囲の原始惑星系円盤画像. 円盤を真横から見てい る. (a) ハッブル宇宙望遠鏡による可視光(λ = 675 nm) 画像. https://hubblesite.org/image/998/news/25-stellarjetsを改変(©NASA/STScl). 縦に伸びているのは両極方 向に噴出するジェット[5]. (b) ALMAによるミリ波(λ = 1.3 mm) 画像. 左下に示した点源応答関数(半値全幅で36 au ×25 auのガウス関数)では円盤の厚みは分解されず,大部 分のダスト質量が |z|<12 auに含まれることが示された[6] (reproduced with permission ©ESO).(a) と(b) は空間的 に同一の縮尺である.



図3: ALMA初期科学観測で得られたTタウリ型星TW Hyaのダス ト連続波(左), CO輝線(中央), N₂H*輝線(右)[9]. 気相に COが存在するとN₂H*の破壊促進とN₂H*の形成抑制の両方 に寄与するため,N₂H*の気相中での存在度は低下する.ガ ス輝線に対するパネル2枚で示された赤点線より内側では COが強くN₂H*は弱いが,これは赤点線(T=17 Kに相当) がCOスノーラインで,ここを境界に気相中のCO存在度が 大きく変わり,N₂H*の気相中の存在度も逆に変化したと考 えることで統一的に説明される.

2.3 観測データの解釈への応用

林モデルはその単純さ故に,観測が明かす円盤構造 の解釈にも適用しやすい.図2の2枚の画像は,Tタ ウリ型星HH 30に付随する円盤をほぼ真横から捉え たものである.可視光では円盤表面に漂うサブミクロ ンサイズのダストによる散乱光が捉えられており,そ れに挟まれた「影」として,林モデルを思わせるフレ ア円盤の存在が確認できる.一方,ALMAによるミ リ波画像ではダストの熱放射が捉えられているが,そ の厚みは式(9)で導かれたH(r)より有意に薄い.これ

^{1.}式(8)は密度分布だが、温度分布はrだけの関数であると仮定 しているため、圧力のz依存性も同様になる.



図4: 星間物質の相. コロナル・ガスとHII領域が電離水素の相, 雲間媒質とHIクラウドが水素原子の相,分子雲が水素分子 の相である. [11]を元に作成.

は、大部分のダストが赤道面付近に沈殿していること を示している.このように林モデルの枠組みは、観測 された円盤の大局的構造を整理するのに大変有効であ る.

スノーラインもまた、天体観測のターゲットになっ ている.H₂Oスノーラインは、多波長ダスト連続波観 測の結果に基づく間接的議論に依拠した検出報告[7] はあるものの、直接検出は今後の課題といえる[8]. 一方、COに対するスノーラインは明瞭な結果が得ら れており、円盤ガス化学との関連が議論されている. 図3に示した例では、COスノーラインの位置が、CO 自身の放射だけでなく、気相でCOと排他的関係にあ るN₂H⁺の放射でも同定されている[9].また、スノー ライン近傍ではダスト粒子の力学特性も変化すると考 えられる.その効果はダスト円盤構造に刻印されるだ けでなく、ダストの成長・破壊過程にも重要な影響を 与えうるとして、惑星形成の観点からも注目を集めて いる[10].

3. 惑星系の材料物質(1):ガス成分

原始惑星系円盤は星形成過程の中で出現する天体構 造である.星形成過程は星間物質の高密度領域が自己 重力によって収縮する現象であるから,惑星の材料物 質は元をたどれば星間物質といえる.そこでここから は、星間物質の性質を概観し、物質と電磁波の相互作 用の考察から導かれる情報にも焦点を当てる.この §3ではガス成分について議論をし、次の§4ではダ スト成分を議論する.

3.1 星間空間におけるガスの存在形態

星間物質は幅広い温度・密度を取りうるが、その中 で熱力学的に安定な領域は離散的に存在する.このた め、実際の星間物質はいくつかの「相」に分かれており、 それらは最も存在度の高い元素である水素の存在形態 で区別される(図4).

星間物質の低温・高密度な相である分子雲が星・惑 星系形成の舞台であり、そこで最も豊富に存在するガ ス種は水素分子(H₂)である.しかし、H₂は電気双極 子遷移が禁止されている上に励起に必要なエネルギー が比較的高いことから、分子雲や原始惑星系円盤外域 の低温領域では強い放射を出さない².ハーシェル宇 宙望遠鏡により、重水素化水素分子HDの純回転電気 双極子遷移(波長112 μm, 56 μm)がごく少数の原始惑 星系円盤で検出されている[12]ものの、円盤低温領域 の主たる観測手段は、COをはじめとするその他の分 子の回転遷移である³.

3.2 分子ガスの回転遷移

最も単純な形状である直線分子を例に,回転遷移を 概観する.分子の内部エネルギー構造には電子軌道や 原子間結合の振動も含まれるが,これらは回転に比べ 準位間のエネルギー差が十分大きい.そこで回転準位 の解析には,原子間結合を剛体棒とするモデル(剛体 回転子近似)が有効である.この場合,回転エネルギ ー準位*E*_rに関するシュレーディンガー方程式は,回 転のハミルトニアンを*H*_rとして,

$$H_{\rm r}\psi = \left(\frac{L^2}{2I}\right)\psi = E_{\rm r}\psi,\tag{10}$$

ただし、*I*は分子の重心周りの慣性主軸に対する慣性 モーメント、*L*²は角運動量演算子で

$$\boldsymbol{L}^{2} = -\hbar^{2} \left[\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\sin\theta \frac{\partial}{\partial\theta} \right) + \frac{1}{\sin^{2}\theta} \left(\frac{\partial^{2}}{\partial\phi^{2}} \right) \right]$$

^{2.} 電気四重極放射が波長30 μmより短波長側に存在するが、上位 準位への励起エネルギーは500 K以上に相当する.

^{3.} 中心星近傍の高温領域では、分子の振動回転遷移や原子・イ オンの主量子数遷移が、赤外線やそれより短波長側で観測される。また本稿では割愛するが、低温領域をトレースする手 段としては、遠赤外線やサブミリ波帯のC、O原子の微細構 造遷移がある。HD 純回転遷移は、次世代赤外線天文観測衛星 SPICAの主要なターゲットである。



図5: (a) ALMA初期科学運用で得られたHD163296に付随する円盤のCO (J = 3.2) 輝線の平均速度図. 速度は 太陽近傍の恒星運動の平均にのった慣性系 (局所基準系)で計ったもの. (b) 回転円盤を斜め45度から見た ときの, 円盤全体を積分したスペクトル (中央) と各速度成分におけるガス分布. Beckwith et al. (1991) [14]を参考に作成. (c) (a) で示したデータのうち, ある視線速度成分に対する輝度分布. (b) でBに相当 する速度成分にほぼ対応しているが, パターンが二対見える. (d) (c) で二対の放射が見えることの説 明. COガスが表層付近のみに存在するため, 傾き角が異なる2枚の回転円盤が存在しているかのように なる. (a),(c) は論文[13]で用いられたScienceVeri.cation Data[15]より作成. 左下が楕円は点源応答関 数 (beam)で, 半値全幅 (FWHM) で0.52× 0.38秒角のガウス関数. (c) の表面輝度の単位に含まれる1Jy = 10⁻²⁶Wm⁻²Hz⁻¹である

である. L^2 の固有値は、0以上の整数Jとプランク定数 $\hbar = h/2\pi$ を用いて $\hbar^2 J(J+1)$ と表され、その固有関数 ψ は球面調和関数 $Y^{\text{M}}(\theta, \phi)$ (ただし $|M| \leq J$)である. すると式(10)の E_r の固有値は、

$$E_J = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2I} = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{8\pi^2 I} \equiv \hbar B J(J+1), \qquad (11)$$

$$B = \frac{h}{8\pi^2 I} \tag{12}$$

となる. ここでBは分子の慣性モーメントに依存する 回転定数と呼ばれる量で,周波数の次元を持つ.天文 観測において重要な電気双極子遷移は $\Delta J = \pm 1$ の場 合にあたり,そのエネルギー差は式(11)から

$$E_{J+1} - E_J = 2hB(J+1) \tag{13}$$

となる. つまり, ある分子の輝線は周波数(v)軸上で

2Bごとに出現する.

3.3 ガス輝線で探る円盤構造:HD163296を 例に

電波観測の大きな特徴は電磁波の位相情報を保存す る受信方式にあり、これが他波長観測を遥かに凌駕す る高い周波数分解能比 $\Delta v/v \leq 10^6$ をもたらす原動力 である.そのため、電波でのガス輝線観測からは、ド ップラー偏移を利用した「速度構造」や、特定分子の 輝線検出による「ガス化学」に関する豊かな情報が得 られる.ガス化学については図3で一例を示したので、 ここでは円盤の速度構造についての研究を2つ紹介す る.どちらも、2.3 M_0 の前主系列星HD163296に付随 する円盤に対してALMAが得た、CO輝線データを用 いた研究である.

最初の例は、ガス公転運動を利用した円盤構造の解 析である[13]. 図5は、ALMAで得られたCO(J= 3-2)データを示した。(a)はガス輝線が示すドップラ ー偏移を速度に換算して作成した平均速度図である. 長軸に沿った速度勾配が見られ、その運動は中心星重 力で決まるケプラー回転でよく説明される. ところが 特定の速度成分における分布(c)には、(b)で示した単 純な回転円盤で期待されるパターンが二重に見られた. これは、中心星からの光が十分届かずCOが凍結する ほど低温になっている領域が赤道面付近に広がってお り、円盤の表側と裏側の双方が見えている状況(d)を 想定すると、自然に説明できる、つまり円盤内の温度 分布は、式(1)で示したrのみの関数ではなく、z方向 にも勾配を持ち、 スノーラインにも鉛直構造があるこ とがわかる、実際このような2方向の温度勾配は、§ 4で議論するダスト光学特性の波長依存性を考慮する と自然に導かれる[16]. さらに図5(c)で捉えられた「パ ターンのずれ具合」から、ガスのフレア度合いが式(9) と良く一致していることも確かめられる.

もう一つの例は、円盤内の乱流測定である[17].円 盤内の乱流強度は、ガスの降着効率やダストの成長・ 破壊を支配する鍵となるパラメータである.ガスの公 転運動が、平均速度図上での速度勾配として検出され るのに対し、ガス乱流成分は、各所での速度分散から 熱速度成分を引いた残差として検出される.このよう な解析を行った結果、この円盤では乱流が式(6)で表 される音速 c_sの4 %以下と、極めて弱いことがわかっ た.このような弱い乱流は他の複数の円盤でも確認さ れており、原始惑星系円盤では普遍的な現象であるら しい.これらの結果は、乱流が抑制される理由や弱乱 流の下での質量降着のメカニズムといった、今後取り 組むべき新たな課題を提示している.

3.4 複数輝線観測の重要性

円盤物理構造の高精度な推定には、複数輝線の同時 解析が威力を発揮する. ALMA は84-950 GHz を観測 周波数としてカバーしており、この範囲にはCO回転 遷移のうちJ = 1-0からJ = 8-7が含まれる⁴. 同じ分 子であっても励起状態はガスの温度・密度に依存する ため、複数の遷移を組み合わせた解析からガス物理状 態の正確な導出が可能である. また同位体の輝線が、 その慣性モーメントの違いを反映してわずかに異なる 周波数に現れる(式(11),(13)参照). 最も存在度の高 い同位体(例えばCO⁵)の輝線では光学的に不透明にな り円盤深部まで見通せなくても,存在度が低い種 (¹³CO, C¹⁸O等)の輝線では見通すことができる場合も ある[18].

ガス輝線観測で得られる表面輝度は「分子集団の励 起状態を特徴づける温度(励起温度)」に依存するが、 その決まり方はやや複雑である.分子の励起状態は輻 射場とガス主成分(H₂, He)との衝突の両方から影響を 受けるが、両者を特徴づける温度はお互いに異なるの が普通で、完全な熱平衡にはないからである.考えて いる輝線に関わる自発放射の遷移確率がH₂, Heとの 衝突頻度よりも小さい場合は、励起温度がガスの運動 温度と等しいという近似(局所熱力学平衡,LTE)が 有効であり、物理量を直接的に推定できる.CO輝線 は遷移確率が比較的小さいため、円盤観測ではLTE 近似がおおむね有効である.一方LTE近似が適用で きない場合は、「輻射場との相互作用」と「励起の統計 平衡」を無矛盾に解いた上で、輻射輸送計算を実行す る必要がある.

最後に, ガスの総質量を推定するためには, 観測し た分子のH₂に対する相対存在度が必要であることを 忘れてはならない. 分子雲中では化学的に安定でその 相対存在度が比較的良く把握されているCOでさえ, 円盤内では有意に存在度が低くなっている可能性が理 論・観測両面から指摘されている[19, 20]. これはCO が凍結すると, ダスト表面で起こる化学反応によって COが別の分子に変換されうるためである. 観測結果 の解釈にあたっては, この分子存在度の不定性にも注 意を払う必要がある.

4. 惑星系の材料物質(2):ダスト成分

4.1 希薄な星間雲における減光曲線

星間物質中には、ガス成分に加えてダストが含まれ る.ガスとダストの質量比(g/d)は複数の手法で推定 されており、それら推定値の間には若干ばらつきはあ るものの、太陽近傍の標準値としては§2.1で触れた

^{4.} ただし J=5-4は地球大気による吸収が激しい周波数帯にある ため、地上からは観測できない.

^{5.} 正確には¹²C¹⁶O と書くべきであるが、慣習により、もっとも 存在度の高い核種の質量数は省略する.

g/d=100が広く使われている[21].

ダストの量や性質の推定法のうち特に基本的なのが, 希薄な星間雲(diffuse clouds)の背景にある恒星が受 ける減光量を用いる方法である.減光の絶対量は観測 者と恒星の間に存在するダストの柱密度に比例するの に対し,減光量の波長依存性は,後述するようにダス トの組成やサイズと関係する.この点を利用し,観測 で得た減光量の波長依存性を逆に解けばダストの性質 を推定できる.具体的には,diffuse clouds中のダス トは珪酸塩と炭素質の二成分からなり,いずれの個数 密度分布も粒子半径を aとして

$$\frac{dn}{da} \propto a^{-3.5} \ (0.005\,\mu\text{m} \le a \le 0.25\,\mu\text{m}) \tag{14}$$

に従う場合に、観測で明かされた減光の波長依存性が 良く再現された[22, 23].

原始惑星系円盤が存在する分子雲はdiffuse clouds に比べて低温・高密度であり、そこでは揮発性分子が 凝結した氷がダストの表面を覆っている.また、式 (14)で示したよりも大きなサイズの粒子も含まれるか もしれない.しかし大筋では、最初にサブミクロンサ イズのダストが原始惑星系円盤に取り込まれたとする 見方が受け入れられている.

4.2 ダスト光学特性のサイズ波長依存性

星間減光を起こす素過程は、ダストによる吸収と散 乱である.吸収や散乱の効率を特徴づけるダスト光学 特性の理解が天文観測の解釈には不可欠であり、それ らは単位質量あたりの断面積(κ_{abs}, κ_{sca})で定量化され る.光学特性はダストの組成や形状(サイズを含む)で 決まるが、特に赤外線では、ダストや氷に含まれる原 子間結合に対応したフィーチャーが特定の波長域に出 現し、組成の手がかりを与える.一方、電波領域のダ スト放射はフィーチャーに乏しい連続波である.本稿 では、組成の変化は深く考えず、標準的な組成を持つ ダストの半径αと波長λとの間の関係に絞り、光学特 性を概観する.

ダスト光学特性の波長依存性を考える上で最も重要 なのが、サイズパラメーター $x \equiv \frac{2\pi a}{\lambda}$ である. λ に 比べてダストサイズが十分大きい $x \gg 1$ の領域では幾 何光学近似が有効で、 $\kappa_{abs}, \kappa_{sca}$ は λ に依らずにダスト の物理的断面積で決まる($\propto \lambda^0$). 一方、 $x \ll 1$ の範囲 (式(14)で示したものでは $\lambda \ge 30 \mu$ mに相当)では, $\kappa_{abs} \propto \lambda^{-2}$, $\kappa_{sca} \propto \lambda^{-4} (\nu \wedge \eta - \hbar)$ に漸近する[24]. そして両者をつなぐ $x \sim 1$ では光子との相互作用が最 も効率的であり, κ_{abs} , κ_{sca} は極大値をとる. つまり大 まかには, 観測波長 λ に近いサイズのダストが結果に 最も強く影響を与えると考えて良い.

星間物質に対するダスト電波観測では普通 $x \ll 1$ で あるが、散乱の寄与はその強い波長依存性のために無 視できる.つまり、吸収、あるいはエネルギー収支の 上で裏表の関係にある熱放射だけを考えれば良い.一 方、原始惑星系円盤内ではダストが成長しうるため、 ミリ波・サブミリ波帯でも $x \ll 1$ とは限らない.実際、 円盤観測では星間ダストとは異なる様相が捉えられて いる.すなわち、(a)ダスト成長に伴うと見られる κ_{abs} の波長依存性の変化と、(b)散乱が無視できない ことを示す偏光成分の検出である.本稿では以後(a) に絞り、観測結果と対照させながらさらに詳しく議論 する⁶.

4.3 ダスト熱放射の表面輝度

まず手始めに、一様温度*T*, 柱密度 Σ_d のダスト層 からの熱放射を観測したときに得られる結果を具体的 に示す.ダスト放射を空間分解した場合に得られる観 測量は表面輝度 I_v であり、それは

$$I_{\nu} = [1 - \exp(-\tau)]B_{\nu}(T)$$
 (15)

と表される. ただし $B_{\nu}(T)$ は輻射強度で表したプラ ンク関数で, $k_{\rm B}$ をボルツマン定数, cを光速として,

$$B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{k_{\rm B}T}\right) - 1 \right]^{-1} \tag{16}$$

である. また、 τ は光学的厚みと呼ばれる無次元量で、 $\tau = \kappa_{abs} \Sigma_d$ である. 電波領域では κ_{abs} は非常に小さ いため、多くの領域で $\tau \ll 1$ が成り立つ. この場合、 式(15)は

$$I_{\nu} \approx \tau B_{\nu}(T) = \kappa_{\rm abs} \Sigma_{\rm d} B_{\nu}(T) \tag{17}$$

となる. この式を複数周波数における観測結果に適用 すれば, T, Σ_d , \mathcal{D} び κ_{abs} の周波数依存性(普通, κ_{abs} $\propto v^{\beta}$ という, べき関係で表す)が求められる. また, ミリ波帯では $hv \ll k_{\rm B}T$ のときに成り立つレイリー・

^{6. (}b) に挙げた、ダスト散乱に伴う 偏光が円盤から検出された ALMA観測の解説は [25]を参照のこと.



図6: FT Tauに付随する原始惑星系円盤の複数波長観測とモ デル化. 上段から順に, CARMAによるλ = 1.3 mm, 2.6 mm, J-VLAによるλ = 8 mm, 9.8 mmの結果. 左が観測結 果, 中央がモデルイメージ, 右が両者の差[30] (reproduced with per-mission ©ESO).

ジーンズ近似

$$B_{\nu}(T) \approx \frac{2k_{\rm B}T}{c^2} \nu^2 \tag{18}$$

が有効な場合が多い. すると式(17)は $I_v \propto v^{2+\beta}$ という関係が成り立つから, 複数周波数データから β を推定できることが容易にわかる.

宇宙背景放射の精密測定を行なったPlanck衛星は, $v = 100-350 \text{ GHz}(\lambda = 3-0.85 \text{ mm})の範囲で複数の銀$ 河面マップを得た. これらを用いて式(17)を適用した $解析から,分子雲を含む高密度領域では<math>\beta \approx 1.66$ が示 された[26]. これは,式(14)に現実的なダスト組成を 加味すれば十分説明可能である. 一方,原始惑星系円 盤では、 $\beta \leq 1$ なる値をとることが1990年代より観測 的に示唆されていた. これをダスト成長の間接的証拠 とみなすのが,最も有力な解釈である. すなわち、ダ ストが式(14)の範囲を超えミリメートル以上に成長し た結果、 $\beta \approx 2 \geq \beta \approx 0$ のものが混合された状態にあ ると考える[27, 28].

ダスト成長が起きたときにも適用可能な κ_{abs}の絶対 値は、様々な組成や形状・サイズのダストモデルに対 して理論や実験で見積もられており、その推定値には



図7: FT Tauに付随する原始惑星系円盤の複数波長観測から導 出された物理量の動径分布.(上) β ,(中央)g/d=100とし $てダスト柱密度を<math>\Sigma_g$ に換算したもの,(下)温度.なお,引 用元の[30]における導出では、図6に示したイメージでは なく,干渉計の直接の観測量であるビジビリティを用いて いる[30] (reproduced with permission ©ESO).また柱密 度の導出にあたっては、式(19)を仮定するのではなく、ダ ストの最大サイズを決めて $\kappa_{abs} \geq \beta$ を決める方式をとって いる.

相当な幅がある[28]. そして式(17)からもわかる通り, この不定性はΣ_dの見積もりにも直接影響する. この 点には十分留意しつつも, 観測データからダスト質量 を見積もる際には

$$\kappa_{\rm abs} = 10 \left(\frac{\nu}{10^{12} \rm Hz}\right)^{\beta} \rm cm^2 g^{-1}; \ \beta = 0 - 2$$
(19)

が広く使われている[29]⁷.

4.4 観測で探る円盤内のダスト分布やダスト成長

最近行われた電波帯での複数周波数高解像度撮像は, 円盤全体で平均したβだけでなく,円盤内でのβ分布

 ^{7.}式(19)はダスト1g当たりの表現.[29]ではg/d=100を前提にした表現だったが、ALMA観測でg/dは円盤内で大きく変化しうることが明らかになったため、近年はこちらが主流となった. [28]とも矛盾のない式である。



図8: TW Hyaの λ = 2.1 mm及び1.3 mmのALMA観測の結果 [32].(上)2つの波長データを組み合わせ,有効波長λ = 1.6 mmでのダスト連続波画像.(下)λ = 2.1 mm及び 1.3 mm の表面輝度間の比を波長比のべきで表した時のべき指数 (α).光学的に薄くレイリー・ジーンズ近似が成り立つの で,式(17),(18)から,α ≈ β+2なる関係が成り立つ.半 径22 auのギャップの位置でβが大きい兆候が見られる. 塚越崇氏(国立天文台)提供.

を明かし始めている. 非軸対称な高圧渦に大きなダス トが集積しているとみられる様子が β マップで明らか になった結果は別稿[18]で紹介されているので,ここ では動径方向での Σ_{d} 分布, β 分布に関する研究例を2 つ紹介する.

第一は、動径方向の大局的な変化を明らかにした例 である[30]. 図6は、Tタウリ型星FT Tauに付随す る原始惑星系円盤のミリ波帯における複数波長観測の 結果である.これを用いて、式(15)を直接解くことに よって T, Σ_d , 及び κ_{abs} のスペクトル指数 β の分布を 得たのが図7である. rが小さくなるにつれてβの値 が小さくなる動径勾配の存在がわかる. これは,円盤 内域ほど大きなサイズにダストが成長している様子を 捉えたものと解釈される.

第二の例は、我々から最も近傍(距離54 pc)にあり 図3でも紹介したTタウリ型星TW Hyaの多波長撮像 である。TW Hvaは、ALMAで最高の実空間分解能 で撮像されている原始惑星系円盤である. λ = 870 µmでのダスト連続波観測の結果、中心星周辺2 auに 広がる穴のほか、半径22 au, 37 auに惑星ギャップを 思わせる同心円状の空隙が確認されていた[31]. これ をさらに、 $\lambda = 2.1 \text{ mm}$ 及び1.3 mmで観測し、 β の空 間分布を調べた結果が図8である[32]. 半径22 auのギ ャップで B が周辺に比べて大きくなっている兆候が確 認できる. これはギャップ中のダストサイズが周囲に 比べて相対的に小さいことを示唆するが、惑星ギャッ プの理論で予言されていた状況でもある。 画像から読 み取れるギャップの幅と深さは、海王星程度の質量を 持つ惑星が掘ったギャップの理論的予想と良く一致す る. 一方, TW Hvaの年齢は約10⁷年と推定されており, 微惑星を経由した形成過程でも成長時間は十分ある. 太陽系起源論が想定した微惑星の衝突合体により作ら れた惑星が、このギャップには潜んでいるのものかも しれない.

このように、柱密度やβの推定が可能なのはダスト 連続波で円盤が見通せるためであり、これが電波領域 での大きな強みとなっている.ただし,いつでも円盤 が光学的に薄く柱密度や B の情報が得られるとは限ら ない. 例えば、ALMAで良く使われる ν =340 GHz(λ = 0.88 μ m)では、式(19)で β =1を当てはめると κ_{abs} = 3.4 cm²g⁻¹となり、ダスト円盤が光学的に不透明な $\tau = 1$ を与える柱密度は $\Sigma_d = 0.29 \text{ g cm}^{-2}$ となる.こ れを図1に示した林モデルの Σ_d に当てはめると, $r \leq$ 22 auで円盤は不透明である。実際にALMAが観測し た原始惑星系円盤においても、中心星の近傍10 auス ケールで光学的に不透明な状況がしばしば見られる. その代表例が、美しい同心円リング構造が見つかった HL Tauの円盤で, v = 345 GHzのダスト連続波は中 心星から30-50 auの範囲まで、 τ ≥1であると見ら れている[33]. τが大きいと表面輝度は温度だけの関 数になる点は、式(15)でτを大きくする極限をとれば 容易にわかる、円盤を空間分解することによって初め

て、円盤の物理状態の紛れのない推定、特に $\Sigma_d \ge T$ の切り分けが可能になる.

5. 解像度が不十分なデータの解析手法

§3,4では、空間的に十分分解された円盤画像から 導かれる情報を議論した.しかし、円盤を十分に高い 空間分解能で撮像するには、たとえALMAであって も比較的長い観測時間が必要とされるため、多数の円 盤を対象にした統計的研究(サーベイ)には適用しにく い.このため、空間的に十分解像されていないデータ からモデルを介して円盤物理量を推定する手法も、実 用面では依然として重要である.ここではその手法の エッセンスを概説し、関連する最新の研究成果にも触 れる.

5.1 円盤モデルを介した物理量の導出

まず,「円盤が空間的に十分解像できている」とい う意味を明確にしておく.これは,式(15)で示されて いる円盤の表面輝度が,物理量を導出できるほど空間 的に十分細かく得られている状況を指す.例えば,円 盤画像の画素内での物理量の変化が十分小さければ, その画素で観測された表面輝度を用いて物理量の画素 内での平均値を導出することに意味がある.逆に,そ れほどシャープな画像が得られていない場合は,観測 で得られた表面輝度から直接物理量を導出するのでは なく,円盤構造モデルを仮定し,有限な観測分解能を 仮定したときに結果が再現されるような物理量を探索 する必要がある.

その極端な例として、ダスト熱放射を題材に、円盤 が全く空間分解されていない場合を考えよう.このと きの観測量は、円盤全体を含む立体角で表面輝度を積 分したエネルギーフラックスF^(disk)である。円盤が軸 対称で、z方向に十分に薄く物理量の変化が無視でき るときには、

$$F_{\nu}^{\text{(disk)}} = \frac{2\pi\cos i}{d^2} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} B_{\nu}(T(r)) (1 - \exp[-\tau(r)]) r dr, \qquad (20)$$

$$\tau(r) = \frac{\kappa_{\rm abs} \Sigma_{\rm d}(r)}{\cos i} \tag{21}$$

と表される.ただし、dは円盤までの距離、iは視線 と円盤の対称軸(z軸)がなす角度であり、星間減光の 寄与は無視した.また、 κ_{abs} は円盤内で一様とした⁸. 一方、円盤モデルとしては $\S20$ 太陽系起源論を参考 にした境界付きべき乗モデルが良く用いられる.具体 的には、適当な $r_n \le r \le r_{out}$ の範囲で

$$T(r) = T_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-q},\tag{22}$$

$$\Sigma_{\rm d}(r) = \Sigma_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-s} \tag{23}$$

が成り立つとする. Tタウリ型星に付随する典型的質量の円盤では,円盤が中心星のごく近傍まで広がっていさえすれば赤外線の大部分(およそ $\lambda \leq 60 \ \mu m$)で円盤は光学的に厚く($\tau \gg 1$)なる. このとき,式(20), (21), (22)を用いると,

$$F_{\nu}^{\text{(disk)}} \propto \nu^{3-2/q} \tag{24}$$

という関係が導かれる.つまり,エネルギースペクト ル分布を周波数のべき関数で表したとき,温度分布の 情報が得られる.これは,温度と円盤半径に対応関係 があることに加え,ある温度のプランク関数(16)が特 定の周波数でピークを持つことも踏まえれば納得しや すい.一方,電波波長帯($\lambda \ge 300 \ \mu m$)では円盤はよ り透明に近づき, $\tau \ll 1$ なる状況もあり得る.このと き式(20)は,式(17)を適用して

$$\begin{split} F_{\nu}^{(\text{disk})} &\approx \frac{2\pi\cos i}{d^2} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} \tau(r) B_{\nu}(T(r)) r dr \\ &= \frac{1}{d^2} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} \kappa_{\text{abs}} \Sigma_{\text{d}}(r) B_{\nu}(T(r)) 2\pi r dr \end{split}$$
(25)

となる.式(24)などから温度分布が推定できるときは, 上式のT(r)にそれを代入し,観測された $F_{\nu}^{(dist)}$ を再現 する Σ_{d} や $\kappa_{abs}(あるいは\beta)$ を探せば良い.実際,こ の方針に沿った解析は,ALMA登場以前の研究の進 捗に大きく貢献した[29].

温度分布の情報が与えられない場合でも、円盤質量 M_d は電波観測に基づき大まかに見積もられる. 具体 的には、 $r_{in} \ll r_{out}$ かつ(s+q) < 2のときは、主に円盤外 域の寄与が式(25)の $F^{(disk)}$ には効くため、 $T(r) \approx$ $T(r_{out})$ とみなせる. § 2で紹介した林モデルではs =3/2, q = 1/2であったが、実際の原始惑星系円盤を十 分に空間分解して得られた柱密度分布は $s \approx 1$ のもの

^{8.} 円盤が空間的に分解されてダストの τ が円盤各所で見積もら れる場合でさえ、式(21)からわかる通り、 $\kappa_{abs} \ge \Sigma_d$ の寄与は原 理的に切り分けられない。そのため、便宜的に $\kappa_{abs} を - 様$ 、も しくは周波数依存性を含める場合は β だけを考慮した式(19) に従う、と仮定する場合が多い。



図9: おおかみ座領域での v = 340 GHzでのダスト連続波円盤サーベイの結果. 同領域に含まれる89個のTタウリ 型星全てに対し、1天体あたり30秒積分で0.2-0.4M_☉のダスト質量検出感度を実現した結果、62個の円盤か ら放射を検出した(オリジナルの出典は、Figure 2 in "ALMA SURVEY OF LUPUS PROTOPLANETARY DISKS. I. DUST AND GAS MASSES[19]").



図10:太陽近傍の5つの若い星団に対する中心星質量と円盤質量の関係. 右下パネルは全ての星団で得られた相 関をまとめたものであり. 星団年齢に沿った進化傾向が見られる(オリジナルの出典は, Figure 7 in "An ALMA Survey of Protoplanetary Disks in the σ Orionis Cluster[34]").

が多いため、比較的現実に即した条件といえる.する と式(25)はさらに簡単になり、

$$\begin{split} F_{\nu}^{(\text{disk})} &\approx \frac{\kappa_{\text{abs}} B_{\nu}(T(r_{\text{out}}))}{d^2} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} \Sigma_{\text{d}}(r) \, 2\pi r \, dr \\ &= \frac{\kappa_{\text{abs}} B_{\nu}(T(r_{\text{out}})) M_{\text{d}}}{d^2}. \end{split}$$
(26)

これは、単一温度のダスト集団からの放射が途中で減 光されずに観測者に届いた場合の関係式であり、 $T(r_{out})$ を適当に仮定すれば M_d が推定できる。円盤全 体が $\tau \ll 1$ と見なせる複数の周波数で $F_{\tau}^{(dick)}$ が得られ れば、円盤全体で平均した β も推定できる。

5.2 具体的な研究例

惑星形成過程の全貌を知るためには、YSOsの全期 間に起こる円盤進化を理解する必要がある.しかし中 心星が太陽程度の質量である場合,その時間スケール は10⁷⁻⁸年に及ぶため,個々の円盤内でおこる時間変 化はほぼ認識できない.そこで.多数の円盤をサーベ イして得られる統計的性質を中心星年齢と関連づけて 解釈する.ただし,十分な天体数を確保するためには, 現実的な観測時間の制約から解像度は妥協せざるを得 ない.§5.1で触れた解析手法に付随する個々の円盤 物理量の不確実性の影響は,サンプル内での統計を取 ることで緩和させる.

ALMAは、このタイプの研究も大きく進展させた. 近傍の星形成領域に含まれる円盤の場合。ALMAは わずか30秒から3分の積分時間で、地球質量(M_⊕)の 10-40%しかないダストからの放射をそこそこの解像 度(おおむね40 au程度)で検出する(図9). この装置 性能を活かして、近傍の星形成領域に含まれる全ての 前主系列星をカバーするサーベイが複数行われた. 星 は「集団」で生まれるため、それぞれの星形成領域は 特定の年齢層の円盤を代表しているとみなせる。この 発想に沿って太陽近傍の5つの星団中に含まれる円盤 に対して結果をまとめたのが図10である。ここに示 した全ての領域で、中心星質量とダスト円盤質量の間 には正の相関が見られる。また、星団年齢が経過する につれて、 質量の小さい中心星に付随する円盤ダスト 質量が著しく低下する様子も示された. このようにサ ーベイ観測は、円盤の物理量だけでなく、ダスト円盤 消失の時間スケールについての情報も提供する.

5.3 注意点と今後の展望

図10の結果は印象的だが、これらが式(26)で示し た簡易解析に強く依存している点は注意したい. 例え ば. 式(26)の導出には円盤全域で τ ≪1であることが 必要だったが、それが必ずしも適切でないことはすで に§4で指摘した通りである。円盤が十分空間分解さ れていないとはいえ、図9を一見しただけでもリング や広がりを持つ放射分布が確認される、つまり、これ らのデータには空間構造に関わる情報も含まれている。 今後の解析では、これらをフルに活用する努力が求め られるだろう、実際、干渉計データに含まれる空間情 報を抽出するような再解析によって円盤物理量を見直 そうとする研究が出始めており、温度分布や外径に制 約を与えることで、推定された物理量が大幅に見直さ れるケースも報告されはじめている[35.36]. 提示さ れた結果を鵜呑みにするのではなく. 解析過程に潜む 問題点にも十分な注意を払う姿勢が、今後も求められ るだろう.

6. 終わりに

本稿では、原始惑星系円盤の電波観測から情報を読 み解くのに必要とされる基本的な考え方を紹介した. その内容は、天体物理学と宇宙物質科学の広い範囲に 及ぶため、研究をこれから始めようという人にとって は敷居が高く感じられたかもしれない.しかし、これ らの基本に立ち戻って診断することにより、単に眺め ているだけでも美しいALMAの高解像度画像の背後 にある情報を深く把握でき、想像力がより掻き立てら れることがわかっていただけたと思う.本稿をきっか けに、この研究分野への関心をさらに深めていただけ れば幸いである.

謝 辞

本稿は,筆者が2016年9月に実施した惑星科学フロ ンティアセミナーの講演内容を,最近の研究進捗も含 めて再構成したものである.フロンティアセミナー事 務局代表の千秋博紀氏(千葉工業大学),現地でお世話 をいただいた北海道むかわ町の関係各位に感謝する. 本稿の執筆に当たり,JSPS科研費JP17H01103, JP18H05441の助成を受けた.

参考文献

- [1] 武藤恭之, 2016, 遊·星·人 25, 36.
- [2] 秋山永治, 2018, 遊·星·人 27, 4.
- [3] Hayashi, C., 1981, Prog. Theor. Physics Suppl. 70, 35.
- [4] 奥住聡, 2014, 遊·星·人 23, 371.
- [5] Stapelfeldt, K. R. et al., 1999, ApJ 516, L95.
- [6] Louvet, F. et al., 2018, A&A 618, A120.
- [7] Cieza, L. et al., 2016, Nature 535, 258.
- [8] 野津翔太, 2018, 遊·星·人 27, 120.
- [9] Qi, C. et al., 2013, Science 341, 630.
- [10] Okuzumi, S. et al., 2016, ApJ 821, 82.
- [11] Myers, P., 1978, ApJ 225, 380.
- [12] Bergin, E. A. et al., 2013, Nature 493, 644.
- [13] de Gregorio-Monsalvo, I. et al., 2013, A&A 557, A133.
- [14] Beckwith, S. V. W. and Sargent, A. I., 1991, ApJ 402, 280.
- [15] http://almascience.org/alma-data/science-verification
- [16] Chiang, E. and Goldreich, P., 1997, ApJ 490, 368.
- [17] Flaherty, K. M. et al., 2017, ApJ 843, 150.
- [18] スンカンロウ, 2019, 遊・星・人, 投稿中.
- [19] Ansdell, M. et al., 2016, ApJ 828, 46.
- [20] Yu, M. et al., 2017, ApJ 841, 39.
- [21] Tielens, A. G. G. M., 2006, The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium, Cambridge Univ. Press.
- [22] Mathis, J. S. et al., 1977, ApJ 217, 425.
- [23] Draine, B. D. and Lee, H. M., 1984, ApJ 285, 89.
- [24] Draine, B. D., 2003, ARAA 41, 241.
- [25] 片岡章雅, 2017, 天文月報 110, 333.
- [26] Planck Collaboration, 2014, A&A 564, A45.
- [27] Miyake, K. and Nakagawa, Y., 1993, Icarus 106, 20.
- [28] Draine, B. D., 2006, ApJ 636, 1114.
- [29] Beckwith, S. V. W. et al., 1990, AJ 99, 924.
- [30] Tazzari, M. et al., 2016, A&A 588, A53.
- [31] Andrews, S. M. et al., 2016, ApJ 820, L40.
- [32] Tsukagoshi, T. et al., 2016, ApJ 829, L35.
- [33] ALMA Partnership et al., 2015, ApJ 808, L3.
- [34] Ansdell, M. et al., 2017, AJ 153, 240.
- [35] Tripathi, A. et al., 2017, ApJ 861, 64.
- [36] Ballering, N. P. and Eisner, J. A., 2019, AJ 157, 144.