

## 特集 「新世紀の宇宙塵研究」

宇宙塵のリモートセンシング：  
惑星科学から天文学まで岡本 創<sup>1</sup>、松浦周二<sup>2</sup>、北村良実<sup>3</sup>

## 1. ダストとリモートセンシング

ここでは宇宙塵のリモートセンシングというものがどのような原理，理論で行なわれているのかについてダストという共通のキーワードで，3人の執筆者によってそれぞれの分野について解説を行っていくつもりである．まずセクション2では岡本が，塵(ダスト)のリモートセンシングで使用される技術である光散乱の理論について簡単に説明する．特に球形粒子に対するものと非球形粒子に対する散乱の取り扱いの違いに留意した．観測結果への応用として，小惑星表面物質のライダーによる後方散乱を利用したリモートセンシングと彗星から出たダストの赤外波長での熱放射特性について簡単に触れる．セクション3では松浦が，宇宙科学研究所によって開発された宇宙空間の実験室であるスペースフライヤーユニット(SFU)に搭載された，赤外線望遠鏡IRTSによる近赤外波長域での黄道光の観測について解説する．現在の太陽系に存在するダストと彗星起源のダストや小惑星表面物質のスペクトルが比較され，太陽系内ダストの組成やその空間的变化が論じられている．そして最後にセクション4では，北村により原始惑星系円盤の各進化の段階に相当すると考えられるものについて，観測結果がレビューされている．ここでは主にミリ波，サブミリ波を用いて導かれた円盤内に存在するダストの吸収係数の変化についての知見

が議論されている．この分野の精力的な観測により我々の太陽系の誕生の鍵が少しずつ明らかにされていくであろう．

## 2. 固体微粒子の光散乱理論

## 2.1 散乱理論(single scattering theory)

ここではまず，ダストのような固体微粒子に光があたったらどう見えるかという事を調べるのに使われる光散乱理論について解説する．ダストの光学的性質は，その物質の複素屈折率，光の波長に対する粒子のサイズを表すサイズパラメータ( $X=2\pi r/\lambda$ )，そして粒子の形状で特徴づけられる．それらのパラメータで特徴づけられたダストと電磁波との相互作用を粒子の表面という境界のもとでMaxwell方程式を用いて解くことが，光散乱の計算であるといえる．波長に対して粒子が小さい場合( $X \ll 1$ )をRayleigh領域，波長に対して粒子が大きい場合( $X \gg 1$ )を幾何光学領域と呼ぶ．粒子の光散乱の性質は，このような波長と粒子のサイズの比によって大きく変化することが知られている．実際の観測との比較によく使われるダストの光学的性質としては，散乱体によって減らされたエネルギーを入射エネルギーで割った値で定義される消散断面積，散乱されたエネルギーを入射エネルギーで割った量である散乱断面積，入射エネルギーを熱などの他の形に変換される割合を表す吸収断面積，散乱波のエネルギーの角度分布を表す微

<sup>1</sup>東京大学気候システム研究センター，<sup>2</sup>カリフォルニア工科大学，<sup>3</sup>宇宙科学研究所

分散乱断面積，散乱面に対して垂直に偏った電場成分と平行成分との差を表す，直線偏光度等がある．単一の物質でできている球形粒子の散乱問題は，すでにLorentz, Mie, Debyeらによって20世紀はじめには解析的に解かれていたようである(Mie理論と呼ばれる)．このため，近年になるまで多くの光散乱の計算は，粒子が球形であるという仮定をしてMie理論を用いて行なわれてきた[1]．しかし現実の世界の固体微粒子はまず球形ではないであろう．非球形に対するものとしては，1975年の浅野と山本による回転楕円体をした粒子の光散乱計算がある[2]．球形粒子の場合極座標を用い，回転楕円体の粒子の場合は回転楕円面座標を利用することにより，解くべき方程式を変数分離し解析解を導くのである(このように変数分離を使って解析解を求めるものを，Separation of Variables Methodと呼ぶ)．またごく最近には，球形粒子を構成要素とする凝集体についても解析解が得られるようになった[3]．この方法はModal Analysisと呼ばれる．しかしこのような解析解というものは，非常に限られた形，つまり簡単な境界をもつような粒子にしか得られていない．そこでいろいろな形を調べるには近似理論が使われることになる．その一つがDiscrete Dipole Approximation(DDA)と呼ばれる方法である[4]．DDAにおいては，粒子は多数の波長より小さなN個の微小体積要素に分割され，さらにその要素は電気双極子で置き換えられる．i番目の双極子の光学的性質は，分極率とその場所にかかる電場の積である双極子モーメントで特徴づけられる．ここでi番目の双極子が置かれた場所に作られる電場は，入射波とi以外のN-1個の双極子が作る電場の重ね合わせによって表せる．こうして非球形粒子の散乱問題が，電気双極子群と外部からの電磁波との相互作用を解く問題になるのである．この方法のすぐれているところは，境界値問題を解くことなく，比較的簡単に任意の形状

の粒子の散乱問題を取り扱えるということである．実用上の問題点としては，微小体積要素が波長より小さくなくてはならないことと，計算機のメモリーの点や計算速度の問題から扱える双極子の総数に制限があることから，サイズパラメータが10以上の粒子に対してはDDAを適用できなかったことが挙げられる．この問題を克服するため，DDAの適用限界を広げる方法がいくつか考案されている．従来DDAにおいて使われていたものは，Clausius-Mossottiの関係式であったり，Lattice Dispersion Relation(LDR)という，立方体をした微小体積要素に最適な分極率の決定法があったのだが[5] 構成要素粒子が球形であるような凝集体の場合には，構成要素粒子の球形の形状に着目し，Mie理論から散乱係数の第1項であるa1項を使って分極率を求める方法が考えられる．この方法により，サイズパラメータが1程度の構成要素粒子を1つの電気双極子で表現できるようになった．結果として凝集体に限っては，従来は不可能であった波長より大きいサイズの粒子(例えば10万個の双極子を使った場合Xが50以上)の散乱計算が可能になった[6]．

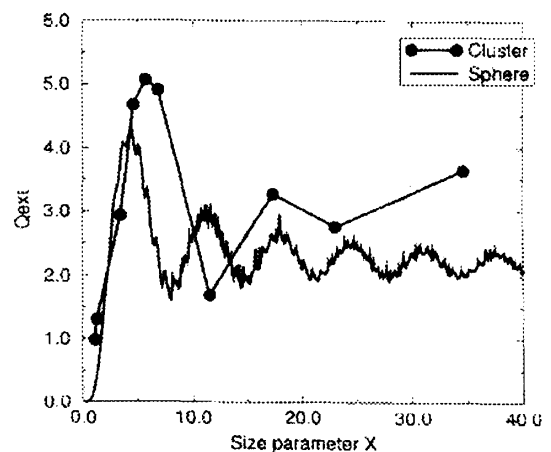


図1. 球形粒子と非球形粒子の消散係数のサイズパラメータ依存性．複素屈折率は， $m=1.48+2.6\times 10^{-5}$ ．横軸は，同体積球に直した時の半径 $r$ を用いて計算されたサイズパラメータ( $X=2\pi r/\lambda$ )．非球形として，サイズパラメータが0.8の球を構成要素粒子として，それが縦横比が2の直方体状に配置してできた凝集体を考えた(文献[8]より)．

## 2.2 粒子の非球形性とリモートセンシング

さて実際に球形粒子と非球形粒子ではどのような違いがあるのだろうか. 図1には, 先程説明した消散断面積を粒子の幾何学的断面積で割った消散効率( $Q_{ext}$ )が球形と, 非球形粒子に対して, 様々なサイズパラメータを変えてプロットされている. 複素屈折率として, シリケートの可視での値 ( $m=1.48+2.6\times 10^{-4}$ )を用いた. 球形粒子の場合 $Q_{ext}$ は大きく振動しているのがわかる. 非球形の例として, 球形の粒子が集まって縦横比が2の直方体状をした凝集体の計算結果をのせた. 非球形の場合,  $Q_{ext}$ が最大値をとる位置がサイズパラメータの大きい方にシフトしていることがわかる. これははるか50年も前に室内実験で知られていたことであったが[7], ようやく理論計算でも示せるようになってきた[8]. このように幅広いサイズ分布を考慮した非球形粒子に対する理論計算も可能になってきたため, そのリモートセンシングへの応用も現実味を帯びてきた. リモートセンシングは光源によってアクティブとパッシブの二つに分けられる. アクティブリモートセンシングの例としては, 測器自身の出すレーザー光を用いるものがある. MUSES-Cではライダー(Light Detection And Ranging)を用いて小惑星の表面組成を調べることが提案されているが, この場合観測されるのは, 表

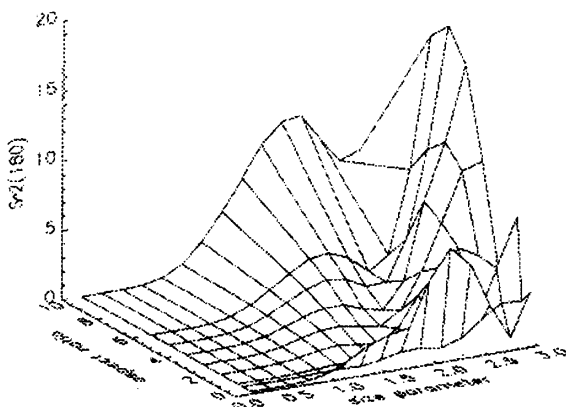


図2. 六角柱の粒子の後方散乱強度の縦横比, サイズパラメータ依存性. 縦横比10は, 針状粒子, 1以下だと平板粒子を表す. 複素屈折率は,  $m=1.878+4.76\times 10^{-4}$ を用いた(文献[9]より).

面物質からの後方散乱強度である[9]. 図2は六角柱でできた結晶の粒子の後方散乱強度がその縦横比にどう依存するかを示した理論計算である. これを見てわかるとおり, 波長が粒子サイズに近い領域では, 後方散乱強度はオーダーで違ってくるようである[10]. 太陽光を光源に用いるパッシブリモートセンシングの例としてはセクション3で詳しく述べられているので, ここでは, 彗星から放出された塵の熱放射特性についてのみ簡単に触れることにする. CampinsとRyanの地上観測によれば, ハレー彗星のダストの波長10ミクロン付近の熱放射スペクトルは, ツインピーク構造を持つことがわかった[11]. これは結晶性オリビンの存在を示唆するものである. また彗星と太陽の間の距離が0.79AUの時, ダストの色温度は同じ太陽からの距離での黒体温度より約20%高いことがわかった. このことは, オリビンのみならずカーボンなどの吸収物質もダストの成分として含まれていることを示している. ツインピークの深さや, 色温度を上で説明したような光散乱の理論を用いて解析することにより, ダストのサイズ分布や吸収性の物質(カーボンなど)とオリビンなどの誘電体の混合比などについてもリトリバルできると期待される. 彗星のダストの形が球形を仮定した場合, 測定された質量分布を用いると再現されなかったツインピーク構造が[12], 3次元的に固まったものから2次元状に広がったものという様に“ふわふわ”になるにしたがって, ピーク構造がはっきりとしてくることがわかった[13]. これは凝集体全体の光学特性は, 構成要素粒子のそれを反映しているところからきている.

### 3. 赤外線による太陽系内ダストの観測

太陽系内のダストはそれによる太陽光散乱である黄道光として可視領域では多くの観測が行なわれ、ダストの空間分布や典型的なサイズおよびその形状までもが議論されてきた[14]。一方、ダストの組成はその起源と進化を知る上で最も重要な情報の一つであるが、未だに明確な結論が得られていない問題である。近年、地球近傍ダストの直接採取とその化学分析が盛んに行なわれてきたが、この手法では地球近傍のある種のダストにバイアスがかかる可能性があるため、惑星間空間に広く分布するダストの性質を知るには黄道光の観測が重要な役割を果たす。特に赤外域では各種鉱物に特有の吸収帯が多く存在するためスペクトル観測による組成の同定が期待される。赤外域での黄道光は図3に示すように太陽光散乱成分とダスト自身の熱放射成分とからなる[15, 16, 17]。熱放射成分の観測はIRAS, COBE衛星などによって行なわれ、ダストバンドの発見[18]や放射温度に基づく組成の研究[19]などをもたらしている。ここではこれらの成果を網羅することは避け、最も新しい成果であ

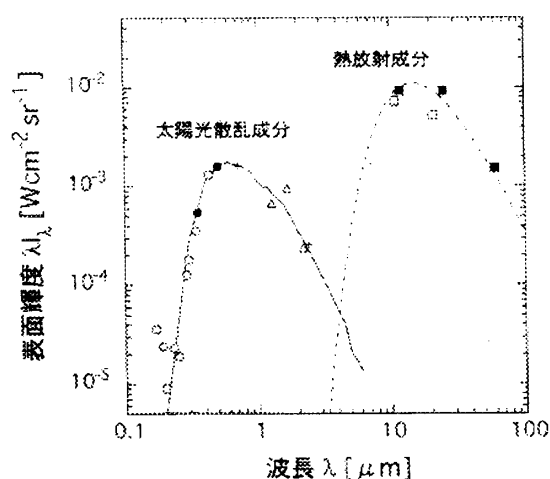


図3. 黄道面付近における黄道光スペクトル。黄道光はダストによる太陽光散乱(実線)と熱放射(点線)とからなる。データ点は80年代までの主な観測による(文献[15, 16, 17]より)。

る宇宙科学研究所のSFU搭載赤外線望遠鏡IRTSによる近赤外域での太陽光散乱成分の観測について紹介する。

IRTSは1995年に打ち上げられ、約1カ月の観測期間で全天の約7%におよぶ範囲の空の赤外線スペクトルを測定するもので[20]、焦点面装置として搭載された波長1.4~4μm帯の近赤外分光器[21]は黄道光の連続スペクトルとその空間分布を明らかにした[22]。図4に観測されたスペクトルの例を示す(黒丸)。ここでは便宜上、観測データからダストの反射スペクトルに換算したのち可視域の観測値(黒角)で規格化したものを示した。1.6μm付近の折れ曲がりと3.5μmより長波長での増加が特徴的であるが、他には特に強い吸収帯は見られない。長波長での増加は熱放射成分の寄与によるものである。図から明らかなように、近赤外でのダストの反射率は可視域においてよりも2倍近く、つまり、ダスト物質は可視域に強い吸収を持つものと考えられる。

1.6μm付近の折れ曲がり短波長にある吸収の一端が見え始めているのであろう。小惑星はダストの供給源として多くを担っていることが示唆されているため、そのスペクトルを黄道光のものと比較することは意味があろう。ここでは最も代表

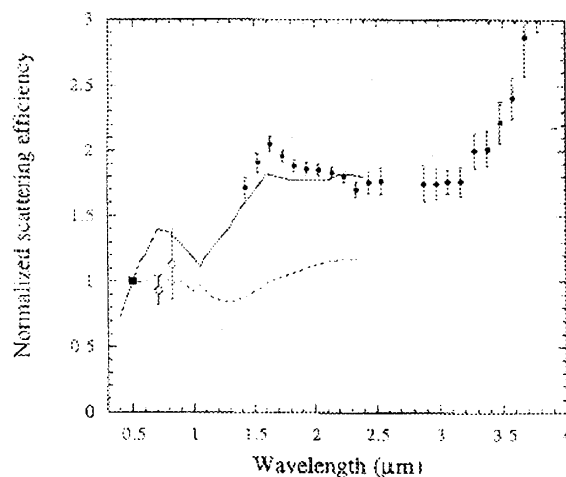


図4. IRTSにより得られた近赤外域でのダストの反射スペクトル(黒丸)と太陽スペクトルを規格化してある。白丸はFrey et al.[23]による気球観測によって得られたスペクトルである。あるS型小惑星とC型小惑星の規格化された反射スペクトルを実線と点線でそれぞれ示す(文献[22]より)。

的な小惑星であるC型およびS型小惑星の典型的な反射スペクトルを図中に示す。炭素質物質からなると言われるC型小惑星のフラットなスペクトルは明らかに黄道光のものとは違っているが、S型は黄道光のものに近く、ダストがS型小惑星と同様なシリケート物質からなる可能性を示唆している。ただ、S型のスペクトルは気球観測により得られた $0.8\mu\text{m}$ 付近のデータ(白丸, [23])と明らかな矛盾があることや、小惑星のスペクトルは多重散乱の結果によるものであり、ダストの散乱との単純比較が正しいかどうかは明らかではないため、最終的な結論には多くの検討を要する。一方、彗星はダストの起源として最も多くの寄与をされると考えられており、その非常に赤いスペクトルは黄道光スペクトルを説明できるであろう[24]。ただ、彗星のスペクトルは時間変化することやデータの蓄積などの点から小惑星に比べて比較が難しい。今後の彗星のスペクトル観測データの蓄積が黄道光研究に関しても期待される。

黄道光の強度はダストの空間分布を反映して黄道面付近で最も強く黄緯が高くなるに従って弱くなる分布を持つことが可視観測により良くわかっている。ダストが太陽系内のどの場所でも一様な性質をもつとすれば、違った波長で観測をしても同じ強度分布が得られるはずである。しかし、

IRTSによる近赤外観測の結果、黄道光の強度分布が可視域のものよりも高黄緯までなだらかに広がっていることが明らかになった(図5)。これは、ダストの性質が空間的に変化している可能性を示しており、その起源と進化を考える上で非常に興味深い[24]。これは、黄道面付近ではC型小惑星のようなスペクトルを持つダストが多く、高黄緯にはS型小惑星あるいは彗星のようなスペクトルを持つダストが多く存在することを示しているのかも知れない。ダストの性質の空間変化は可視域での偏光観測や熱放射の観測からも示唆されている[25]。ただ、地球からの黄道光の観測では視線方向の積分値を観測できるのみであるから、ダストの密度や組成の空間的な分布を調べるにはやはり限界がある。これを打破する最も単純な方法は惑星探査機を用いて惑星間空間のあらゆる場所から黄道光を3次的に観測することである[26]。これによれば地球近傍のダスト分布が明らかになるだけでなく、カイパーベルトや星間ダスト成分なども検出することができるかもしれない。このような計画は技術的に見て実現不可能ではないため、今後多くの賛同が得られることを期待する。

以上、観測結果の紹介は黄道光に限ったが、太陽近傍や惑星周辺および小惑星帯でのダストの振るまいや他の恒星系の黄道光の観測なども興味深

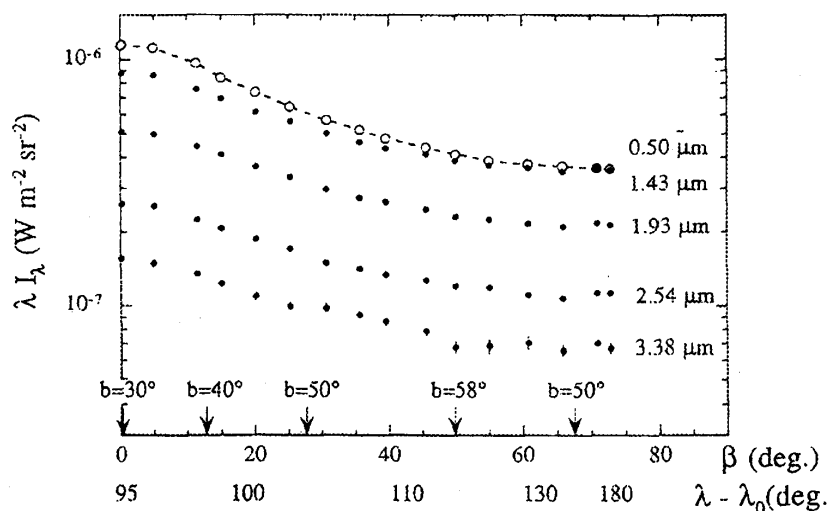


図5. IRTSにより得られた黄道光の黄緯( $\beta$ )分布(黒丸)。分布は可視データ(白丸)よりもなだらかなことがわかる。観測天域に対応する太陽離角( $\lambda - \lambda_0$ )および銀緯( $b$ )も示す(文献[22]より)。

い。記述が近赤外による観測に偏ったが，IRTSは中間赤外チャンネル(5~12 $\mu\text{m}$ )を搭載しており，波長10 $\mu\text{m}$ 付近のシリケート帯の観測や近赤外チャンネルとの比較などにより研究の進展が期待できる。いうまでもなく測定波長の拡大はダストの観測的・実験的研究に大きな進展をもたらすであろう。

## 4. ダスト連続波で探る星・惑星系形成過程

電波・赤外線望遠鏡の活躍により，太陽クラスの低質量星およびその周囲に存在すると推定される惑星系は，星間分子雲の内部で形成されることが明らかになってきた。星・惑星系形成過程においては重力が主要な役割を果たすため，星間物質の質量の大部分を占めるガスの観測が重要である。しかし，ダストは，質量比でガスの百分の一程度ではあるが，地球型惑星の主成分であること，連続的な熱放射をすること，温度決定プロセスを通してガスの力学進化に大きな影響を及ぼすこと等のため，決して無視することはできない。

ダストからの電磁波放射は，主に赤外から電波までの領域にわたる連続的な熱放射であり，ガス分子輝線と同様に各波長でのイメージング観測が大切なのはもちろん，全波長域にわたるエネルギースペクトル分布(SED)が重要な働きをする。放射が光学的に厚い場合には(主に赤外領域)，温度(分布)が求まり，光学的に薄い場合には(主にミリ波・サブミリ波領域)，ダスト粒子の吸収係数を仮定して，質量(分布)が求められる。従って，SEDは分子雲コアモデルや星周円盤モデルとの定量的比較を通して，天体の進化段階を診断する一つの指標を与えてくれる。

ダスト連続波観測で問題なのは，ダスト粒子の吸収係数 $kn$ がミリ波・サブミリ波でよくわかっていないという点である。通常，経験式がよく用い

られSEDから $b$ を決定するが，その正当性は必ずしも確立していない[27]。観測から求められる質量は吸収係수에反比例するため， $kn$ の不定性は重大な問題である。しかし，ダスト連続波は広い帯域幅にわたって積分できるため，高いSN比を容易に達成できるという観測的メリットがある。以下では星・惑星系形成の各段階について，ダスト観測の現状を簡単にみてみよう。

### 4.1 分子雲と分子雲コア：星形成の母体

星形成の母体である星間分子雲 ( $n \geq 10^2 \text{cm}^{-3}$ ,  $T \sim 10 \text{K}$ )の中でも，特に密度の高い球状の領域 ( $n \geq 10^4 \text{cm}^{-3}$ ,  $T \sim 10 \text{K}$ )を分子雲コアと呼んでいる[28]。重力的に束縛され，中心部に赤外線源が位置することもあるため，分子雲コアが自己重力で収縮し，星・円盤系が中心に誕生すると考えられている。最近，高感度検出器(ボロメータ)が開発され，分子雲コアを直接ダストからのサブミリ波でマッピングできるようになった[29]。マッピングからはコアのサイズ( $\sim 10000 \text{AU}$ )，質量( $\sim 1 M_{\odot}$ )，密度分布( $r^{-1.25} \sim r^{-2}$ )が，SEDからはコアの温度(10~20 K)や $b=2$ (星間塵で期待される値)が求められている。

### 4.2 原始星

原始星は，分子雲コアが重力収縮する際，その中心部に形成され，周囲から落下してくる物質の重力エネルギーを解放して輝いている天体である。その初期段階では，大量のガスやダスト( $AV \geq 1000 \text{mag}$ )におおわれているため，中心星からの放射は周囲のダストからの熱放射に変換され，サブミリ波源として観測される[30]。SEDは冷たい黒体放射( $T \sim 20 \text{K}$ )の形をとり，その解析から $b=1.5$ が得られている。その後，原始星の周囲には半径数千AUの回転しながら中心に落下する円盤状エンベロープが現れる[31]。この段階では，ダスト連続波はエンベロープおよびその内側に形成されている半

径50AU程度のコンパクトな降着円盤から主に放射されている[32]. 最近, 干渉計によるダスト連続波観測によって, ようやく降着円盤が撮像されるようになってきた[33]. この降着円盤こそが, Tタウリ期に原始惑星系円盤へと進化するのである.

#### 4.3 Tタウリ型星

分子雲コアが中心の星・円盤系への落下や分子流による吹き飛ばしによってほとんど散逸し, 中心星が可視光で見えるようになった天体がTタウリ型星である. Tタウリ型星のまわりには, 干渉計によって半径数百AUのケプラー回転しているガス円盤が撮像されている[34][35]. その一方で, SEDに見られる強い赤外線放射(赤外超過)は古典的Tタウリ型星の半数近くで検出され, 半径百AU程度のコンパクトな降着円盤の普遍性を強く示唆してきた[36]. 最近のHSTによって撮像された, 明るいオリオン星雲の背景光に浮かび上がる円盤のシルエットは円盤存在の決定的証拠となった[37]. 我々も最近, 野辺山のミリ波干渉計を用いてダスト連続波を観測し, Tタウリ型星DG Tauのまわりの降着円盤の撮像に成功している(図6)[38].

前半の古典的Tタウリ期では, その星周円盤は降着円盤と考えられ, 近赤外(1 $\mu$ m)から遠赤外(100 $\mu$ m)のスペクトルより円盤の温度分布 $T \sim r^{-0.5}$ が得られている[39]. しかし, これは標準モデルの分布 $T \propto r^{-0.75}$ [40]と明らかに矛盾する. また, 一部の円盤では中間赤外の放射が弱く, 半径1AUあたりにギャップが形成されているらしい[41]. 惑星が存在するのであるか? サブミリ(0.1mm)からミリ波(1mm)領域のスペクトルから求めた円盤の質量は0.01~0.1 $M_{\odot}$ [42]で, 半径も100 AU程度と推定され, 標準的な太陽系起源論[43]とよく一致する. 中心星が後半の弱輝線Tタウリ期に入ると, 降着円盤は原始惑星系円盤へと進化し, 約1千万年程で赤外超過が消失していく[44]. この事実も

太陽系起源論の微惑星形成シナリオと矛盾しない.

中心星が進化するとダスト粒子の吸収係数の $b$ も変化し, 原始星では0~2であったのが, Tタウリ型星では-1~1にまで減少する[45]. これはダスト粒子の成長を含むサイズ分布の進化を示しているのであろうか[46]? それとも個々の粒子の形状[47]の進化, あるいはコア・マンツルの化学的進化を意味しているのであろうか?

#### 4.4 主系列星

主系列星のベガ, フォーマルハウト,  $\beta$  Pic等にも, 赤外線によって星周ダスト円盤が検出されている. 円盤の半径は100-1000 AU, 質量は $10^{-3}$ - $10^{-2} M_{\text{Earth}}$ であり, 円盤構成粒子は星間塵より大きく, 内側数十AU以内では物質が少ないことがわかっている[48]. これらのダスト円盤はTタウリ期の原始

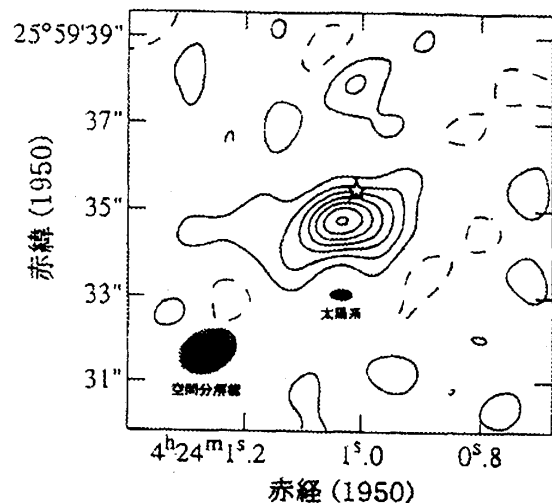


図6. DG Tauのまわりの円盤からのダスト連続波(147GHz)の強度分布. 図中の星印は中心星の光学的に決められた位置を示す.

惑星系円盤の残存物ではなく，微惑星同士の衝突等によって供給されるダストが円盤状に分布したものであろう(太陽系ではカイパーベルトか?)。一方，星の位置や速度の周期的ふらつきから，木星型惑星にかなりバイアスがかかっているが，いくつかの太陽系外惑星の発見も続いている

(<http://cannon.sfsu.edu/~williams/planetsearch/planetsearch.html>).

#### 4.5 日本の次世代望遠鏡

日本が近未来に計画している観測装置には，国立天文台の口径8mの光・赤外大型望遠鏡SUBARU，宇宙科学研究所の衛星搭載の赤外線全天サーベイ望遠鏡Astro-F (IRIS)，国立天文台の大型ミリ波サブミリ波干渉計LMSA(口径10m×50素子)がある。SUBARUでは木星型惑星・褐色矮星やカイパーベルト天体の検出が，IRISでは原始星，原始惑星系円盤，褐色矮星の統計的研究が，LMSAでは1AUという超高分解能でTタウリ型星のまわりの原始惑星系円盤の撮像が期待できる。特に弱輝線Tタウリ型星の研究は，惑星形成段階に相当する時期である点や，明らかになってきた古典的Tタウリ型星・円盤系と主系列星・惑星(ダスト円盤)系のギャップを埋める点から，最重要課題である。

## 5. 過去から未来へ

以上，簡単に彗星から放出されたダスト，現在我々の住む太陽系内の惑星間に存在するダスト，そして我々の太陽系の過去の姿の投影である原始惑星系円盤に存在するダスト，という3つの異なる領域に存在するダストのリモートセンシングの実際を簡単にみてきた。分野も惑星科学から天文学までと幅広いが，そこで議論の中心となっているのはダストである。ダストの惑星系の進化にはたす役割を理解するためには，この3つの関係付けを

きちんと議論していくことが必要であろう。今後もこれらの領域すべてを視野にいたれたダストの詳細な比較，検討を推し進めることが望まれる。

## 参考文献

- [1] Bohren, C. F. and Huffman D. R., 1983: *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. Wiley, New York.
- [2] Asano, S., and Yamamoto G., 1975: *Appl. Opt.* **14**, 29-49.
- [3] Fuller, K. A., 1991: *Appl. Opt.* **30**, 4716-4731.
- [4] Purcell, E. M. and Pennypacker C. R., 1973: *Astrophys. J.* **186**, 705-714.
- [5] Draine, B. T. and Goodman J., 1993: *Astrophys. J.* **405**, 685-697.
- [6] Okamoto, H., 1995: *Opt. Rev.* **2**, 407-412.
- [7] Devore, J. R. and Pfund, A. H., 1947: *J. Opt. Soc. Am.* **37**, 826-832.
- [8] Okamoto, 1997: *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, submitted.
- [9] 向井正, 荒木博志, 水野貴秀, 1997: *遊星人* **6**, 127-134.
- [10] Okamoto, H. et al., 1995: *Beitr. Phys. Atmosph.* **68**, 319-334.
- [11] Campins, H. and Ryan, E. V., 1989: *Astrophys. J.* **341**, 1059-1066.
- [12] Mukai, T. and Koike, C., 1990: *Icarus* **87**, 180-187.
- [13] Okamoto, H. et al., 1994: *Planet. Space Sci.* **42**, 643-649.
- [14] Leinert, C. and Grün, E., 1990: in *Physics of the Inner Heliosphere I* (Schwenn, R. and Marsh, E., Eds.), pp. 207-275 Springer-Verlag, Berlin Heidelberg.



- [15] Leinert, C., 1975: *Space Sci. Rev.* **18**, 281-339.
- [16] Hauser et al., 1984: *Astrophys. J. Lett.* **278**, L15-L18.
- [17] Murdock, T. L. and Price, S. D., 1985: *Astron. J.* **90**, 375-386.
- [18] Dermott, S. F. et al., 1984: *Nature* **312**, 505-509.
- [19] Reach, W. T., 1988: *Astrophys. J.* **355**, 468-485.
- [20] Murakami, H. et al., 1996: *Publ. Astron. Soc. Japan* **48**, L41-L46
- [21] Noda, M. et al., 1996: *SPIE 2817*, 248-257.
- [22] Matsumoto, T. et al., 1996: *I Publ. Astron. Soc. Japan* **48**, L47-L51.
- [23] Frey, A. et al., 1974: *Astr. Astrophys.* **36**, 447-454.
- [24] Matsuura, S. et al., 1995: *Icarus* **115**, 199-208.
- [25] Lvasseur-Regourd, A. C. et al., 1991: in *Origin and Evolution of Interplanetary Dust* (Lvasseur-Regourd, A. C. and Hasegawa, H., Eds.), pp. 131-138. Kluwer, Dordrecht.
- [26] 松浦周二, 1995: 平成7年度宇宙放射線シンポジウム, 83-86.
- [27] Agladze, N. I. et al., 1994: *Nature* **372**, 243-245.
- [28] Myers, P. C., 1985: in *Protostars & Planets II* (Black, D. C. and Matthews, M. S., Eds.), Univ. Arizona Press, 81-103.
- [29] Ward-Thompson, D. et al., 1994: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **268**, 276-290.
- [30] Andr; P. et al., 1993: *Astrophys. J.* **406**, 122-141.
- [31] Saito, M. et al., 1996: *Astrophys. J.* **473**, 464-469.
- [32] Keene, J. and Masson, C. R., 1990: *Astrophys. J.* **355**, 635-644.
- [33] Mundy, L. G. et al., 1996: *Astrophys. J.* **464**, L169-L173.
- [34] Kawabe, R. et al., 1993: *Astrophys. J.* **404**, L63-L66.
- [35] Saito, M. et al., 1995: *Astrophys. J.* **453**, 384-392.
- [36] Beckwith, S. V. W. et al., 1990: *Astron. J.* **99**, 924-945.
- [37] McCaughrean, M. J. and O'Dell, C. R., 1996: *Astron. J.* **111**, 1977-1986.
- [38] Kitamura, Y. et al., 1996: *Astrophys. J.* **465**, L137-L140.
- [39] Beckwith, S. V. W. et al., 1990: *Astron. J.* **99**, 924-945.
- [40] Pringle, J. E., 1981: *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **19**, 137-162.
- [41] Marsh, K. A. and Mahoney, M. J., 1992: *Astrophys. J.* **395**, L115-L118.
- [42] Beckwith, S. V. W. and Sargent, A. I., 1996: *Nature* **383**, 139-144.
- [43] Hayashi, C. et al., 1985: in *Protostars & Planets II* (Black, D. C. and Matthews, M. S., Eds.), Univ. Arizona Press, 1100-1153.
- [44] Skrutskie, M. F. et al., 1990: *Astron. J.* **99**, 1187-1195.
- [45] Moriarty-Schieven, G. H. et al., 1994: *Astrophys. J.* **436**, 800-806.
- [46] Miyake, K. and Nakagawa, Y., 1993: *Icarus* **106**, 20-41.
- [47] Wright, E. L., 1987: *Astrophys. J.* **320**, 818-824.
- [48] Backman, D. E. and Paresce, F., 1993: in *Protostars and Planets III* (Levy, E. H. and Lunine, J. I., Eds.), Univ. Arizona Press, 1253-1304.