第3章 次世代光赤外天文学のサイエンス

3.1 サイエンス検討班の活動経緯

2020年代の光赤外天文学の主要課題を検討するため、下記に示すいくつかのサイエンステーマに分けてサ イエンス検討班を組織した。本検討班の目標は、今後10年から20年にわたって解決するべき天文学上の最重 要課題を検討し、その中から特に光赤外天文学で主として取り組むべき重要課題を洗い出し、必要な観測装置 の性能や構成に対して提言を行なうことである。

まず、編集委員会のサイエンス班長(吉田道利(広島大学))の下と6人のサイエンス部門長(柏川伸成(国 立天文台、銀河・銀河団)、金田英宏 (名古屋大学、銀河系・局所銀河)、戸谷友則 (東京大学、宇宙論・構造形 成)、長尾透 (愛媛大学、クエーサー・AGN)、橋本修 (ぐんま天文台、恒星物理・超新星・晩期型星)、深川美 里(国立天文台、星形成・惑星系・太陽系))を置き、それぞれ関連するサイエンス分野についてとりまとめを 行うこととした。さらにその下に 11 のサイエンス検討班を置いて、具体的な検討を行った。サイエンス検討 班の担当する研究分野は、「宇宙論・構造形成」、「巨大ブラックホールと活動銀河核」、「初代天体と再電離」、 「銀河進化と構造形成」、「銀河系・局所銀河群」、「銀河系・近傍銀河の星生成と物質進化」、「星間物質」、「恒 星物理」、「星惑星系形成」、「系外惑星」、「太陽系天体」であり、各班にそれぞれ班長を選定した。検討班メ ンバーは、日本天文学会が管理しているメーリングリスト(tennet)や光赤外将来計画シンポジウムなどを通じ て募り、各班それぞれ5名~15名、総勢100名の天文学研究者の方々から協力を得ることとなった。これは、 前回「2010年代の光赤外天文学」の作成時にサイエンス検討に携わった研究者の倍以上の数にのぼり、この間 の天文学の急速な進展を反映しているものと思われる。各検討班の班長およびメンバーについては、2.2節と、 本章の各節の末尾にまとめられている。その後、各研究分野において個別に科学検討の活動を進め、さらに定 期的に他の研究分野や地上計画班、スペース計画班との調整も行なった。また、本検討班メンバーに限らず一 般の天文学研究者の意見も集約するために、数回にわたって開催された光赤外将来計画シンポジウムにおいて 検討状況の報告を行なった。

次節以降において、本科学検討班による検討結果を報告する。

活動経過の要旨

- 2013/11/15 **サイエンス部門長の選定**
- 2013/12/06 第一回編集委員会でサイエンス班長選出。各班長による班員選出開始
- 2014/01/07 Tennet にサイエンス検討班員募集公告
- 2014/01/21 第一回編集全体会議。各サイエンス班長が参加して執筆体制確認
- 2014/03/17 サイエンス検討班 班員仮決定 (その後の入れ替え・追加あり)
- 2014/03/21 光赤天連総会。サイエンス検討班の構成を承認
- 2014/03 末 各サイエンス検討班での執筆活動開始
- 2014/04/10 地上・スペースプロジェクトのサマリスライドのサイエンス検討班への展開
- 2014/07/23 第二回編集全体会議。サイエンス検討班の状況確認。文書フォーマット確認
- 2014/09/08-10 光赤天連シンポジウム。各サイエンス検討班の検討状況報告と議論
- 2014/09/17 サイエンス検討班の班員確定
- 2014/11/11 LaTex テンプレート配布
- 2014/12/31 サイエンス検討班原稿第一稿締切
- 2014/02/17 第三回編集全体会議
- 2015/05/18 サイエンス検討班原稿第二稿締切
- 2015/06/18 第四回編集全体会議
- 2015/08/17 サイエンス検討班原稿第三稿締切
- 2015/09/08 サイエンス検討班第三稿の改訂版完成
- 2015/09/14-16 光赤天連シンポジウム。各サイエンス検討班の検討状況報告と編集方針の確認
- 2015/10/19 第五回編集全体会議。各サイエンス検討班にサイエンスサマリの執筆依頼
- 2015/11/06 サイエンスサマリの提出締切
- 2015/12/31 サイエンス検討班最終原稿締切
- 2016/01/18 第六回編集全体会議。エグゼクティブサマリの内容の議論
- 2016/02/09-10 光赤天連シンポジウム。検討書の最終確認

3.2 宇宙論·構造形成

3.2.1 検討結果の要旨と必要観測仕様のまとめ

Ia 型超新星の光度と赤方偏移の観測の結果、現在の宇宙は加速膨張していることが報告され、この発見に 2011年にノーベル賞が与えられた。加速膨張を引き起こす謎のエネルギー源としてダークエネルギーが導入さ れたが、その正体は不明である。一方、宇宙の極初期に爆発的な加速膨張があったというインフレーション理 論は、宇宙背景放射の観測衛星 WMAP 以降のデータで次々と検証され、状況証拠が揃った段階である。つま り、宇宙の極初期と、現在とで宇宙膨張が加速しているという観測的な証拠が確立してきている。なぜ宇宙は 加速するのか?インフレーションの源となったと考えられる真空のエネルギーや、アインシュタインの宇宙定 数などが「説明」に使われているものの、到底満足できる説明とは言えない。さらに、加速膨張はアインシュ タイン重力の破綻のための見かけ上の効果であるという可能性も近年活発に議論されている。

一方、銀河や銀河団に代表される宇宙の大規模構造は、インフレーション中に生成された量子ゆらぎが種と なり、宇宙の質量密度の大部分を占めるダークマターの引力の作用でゆらぎが増幅されて形成された。しかし、 加速膨張はゆらぎをならす方向に働くため、大規模構造はダークマターとダークエネルギーとの競争によって 発展してきた。すなわち、大規模構造と加速膨張の研究は、同じコインの表と裏として深く関わり合う。さら に、冷たいダークマターに比較して、「熱い」ニュートリノは宇宙の構造形成に特徴的な痕跡を残すために、宇 宙論データからニュートリノ質量という素粒子の基本物理量を制限することもできる。

これらの背景の下、広天域銀河撮像・分光サーベイによる精密宇宙論への期待が高まっており、すばる望遠 鏡の HSC・PFS サーベイをはじめとして、世界中で広天域銀河サーベイが計画されている。また、この分野 では理論的、実験的両面において宇宙論と物理学の融合も進んでおり、新たな学問的な展開も期待できる。 以上の理由で、2020 年代の宇宙論が目指すべき科学目標は次の3つである。

- ・ダークエネルギーの性質の解明、重力理論の検証 広天域銀河撮像・分光サーベイから「重力レンズ効果」、「バリオン音響振動」、「赤方偏移ゆがみ効果」の統計観測量を高精度で測定し、宇宙の膨張史と構造形成の時間進化を紐解き、宇宙の加速膨張の起源の候補であるダークエネルギーの性質を究明し、同時に重力理論の修正の可能性を検証する。また、TMT などの大型望遠鏡によるクェーサーの吸収線系の超高精度分光モニター観測を長期間(約10年間)行い、宇宙膨張を直接測定する方法も極めて相補的であり、この計画を推進することが強く望まれる。
- ダークマターの性質の解明 広天域銀河撮像・分光サーベイから得られる「重力レンズ効果の観測量」 から「ダークマターの空間分布」を復元し、銀河サブハロースケールから大規模構造に渡り、ダークマ ターの空間集積度(クラスタリング)の度合いを調べ、冷たいダークマター構造形成モデルを詳細に検 証する。また、「重力レンズ効果」と「銀河のクラスタリング統計量」の精密測定から、ダークマターの 一部を担う「ニュートリノの質量」を制限する。
- インフレーションの物理の解明 広天域銀河撮像・分光サーベイから「バリオン音響振動」、「重力レンズ効果」、「銀河のクラスタリング統計量」を測定し、乱立するインフレーションモデルを制限するために、最も単純なインフレーションモデルからのずれの信号である、「宇宙の曲率」、「原始非ガウス性」、「原始パワースペクトルの形状」、「断熱原始ゆらぎ初期条件からのずれ」を探求する。

要求される広天域銀河撮像データは、理想的には銀河面を除いた観測可能な(ほぼ全天)領域(>10,000 平方度)に渡り、多色フィルター、0.7"の結像性能、さらに減速膨張から加速膨張の変遷を検証するために赤方偏移 z > 1を超える銀河を十分にカバーできるデータが必要である。分光データについても、撮像と同じ天域について、分解能 R > 数 100 の赤方偏移の決定精度のデータが要求される。また、上記の目標を達成するためには、構造形成の物理、観測的効果、ダークマターと銀河分布の違い(銀河バイアス)を考慮した理論モデルを構築し、高精度観測量との比較に耐えるレベルまで完成させる必要がある。このため、銀河、AGN の観測的研究との連携が必要であり、さらに解析的モデルと数値宇宙論シミュレーションを組み合わせた理論研究の準備・基盤の整備が必要不可欠である。

3.2.2 宇宙論研究のこれまでの発展と今後の方向性

宇宙はどのようにして始まったのか?宇宙は何でできているのか?宇宙の未来はどうなるのか?これら根本 的な疑問を探求するのが宇宙論である。近年の観測技術の進展により、宇宙論の研究は飛躍的に発展した。特 に、物理学に基づく理論と観測データを詳細に比較することが可能になっており、宇宙論は実証的科学として 成長してきた。以下これまでの進展の歴史を概観し、今後の方向性を議論したい。

1990年代の宇宙論の研究を総括すれば、宇宙構造形成の標準モデル、平坦な宇宙項入り CDM モデル (ACDM) の確立である。90年代の10年の間に、すばる望遠鏡をはじめとする地上での巨大望遠鏡や、大気の影響を受 けないスペースの望遠鏡などによる観測が、光赤外線や電波、さらには X 線という多波長に渡って行われるよ うになってきた。主要な研究のスタイル・手法が劇的に変化し、観測が先導する宇宙論研究の時代が到来した。

この背景のもと、2000年代から現在までの21世紀の宇宙論は、高精度・大統計データによる精密宇宙論の 到来である。電波では、WMAP、Planck衛星による決定的な高精度の宇宙背景放射(CMB)の測定が行われ、 一方で、South Pole Telescope (SPT)、Atacama Cosmology Telescope (ACT) などの高角度分解能の地上実 験も進展している。X線では、ROSAT、ASCA、XMM、Chandra衛星による大規模な銀河団サーベイが行わ れた。また、可視光では、2dF、Sloan Digital Sky Survey (SDSS)、CFHT Legacy Survey などの広天域撮 像・分光銀河サーベイが行われた。特に、これらのサーベイは2-4m級の占有望遠鏡で効率的に行われ、8 m級 の大型望遠鏡は興味ある天体の詳細な追観測を行うという、それぞれの望遠鏡が相補的な役割を担ってきてい る。2020年代のTMTやE-ELT などの30m級の時代を見据え、すばる望遠鏡はその広視野の特性を活かし、 8m級の望遠鏡では世界に先駆けてサーベイ望遠鏡としての役割に舵を切ろうとしている。

これら様々な 21 世紀の宇宙論データの研究が示してきたのは、ACDM モデルのさらなる確証である。宇宙のエネルギー組成の内訳として、約5%が通常の物質バリオン (Ω_b)、約 25%がダークマター (Ω_{cdm})、残りの約 70%が宇宙項 (あるいはダークエネルギー: Ω_{de})であり、宇宙の曲率は平坦という宇宙モデルである。神岡の地上実験などが明らかにした質量をもつニュートリノ (Ω_ν)は、最大でも約 0.1%しか寄与していないことも分かっている。このモデルに基づいた構造形成の理論モデルは、CMB、超新星、銀河のクラスタリング統計量、重力レンズ効果、銀河団の個数密度などの様々な独立なデータを無矛盾に説明することに成功している。特に、WMAP や Planck の CMB の高精度実験により、例えば $\Omega_b h^2 = 0.02222 \pm 0.00023$ など、宇宙論パラメータをパーセントの精度で制限し、文字通り精密宇宙論の時代が到来している [42]。しかしながら、この構造形成モデルではダークマター、ダークエネルギーのダーク成分を現象論的に導入しており、それらの物理的性質は未だ解明されていない。また、原始ゆらぎの性質についても、最も単純な初期条件に矛盾する観測的示唆は得られていない。すなわち、光子、バリオン、ニュートリノ、ダークマターという多成分系で宇宙が始まったにも関わらず、それらの初期条件は単一の自由度のみに従うという条件 (断熱ゆらぎ=adiabatic initial condition)、その原始ゆらぎのパワースペクトルは単一の冪乗関数で表せる、また宇宙初期の高エネルギーの量子場の相互作用の程度の大きさの指標になる原始ゆらぎ場の非ガウス性はゼロ、という驚くべき単純かつ対称性の高い初期条件を何らかの理由で宇宙は選んでおり、その物理的解釈が望まれている。

上述したように、20世紀から 2010 年代の宇宙論は、物理学の発展とも相まって、理論と観測の両面で急激 に進展してきた。2020 年代の目指すべき宇宙論のテーマは、ACDM モデルの物理的性質の解明であろう。特 に、可視光赤外の観測に関連したテーマとしては、

- 宇宙の加速膨張の起源は? ダークエネルギーの性質は、あるいは宇宙論スケールの重力の破綻が原因か?
- ダークマターの正体は?
- 宇宙はどうやって始まったのか?(宇宙はどんな初期条件から始まったのか、またその物理的根拠は?)
- 宇宙の構造形成の物理:ダークマターと銀河形成の関係は?

ダークマターの解明については、将来の加速器などの地上素粒子実験がその性質を明らかにする可能性がある。 しかし、ダークエネルギーについては、加速膨張という宇宙全体で現れる効果のため、宇宙観測がほぼ唯一の 手段となる。特に、宇宙の大規模構造の基本構成要素が星の集団である銀河であることから、可視光赤外の観 測が重要な役割を果たすと期待される。また、CMB 温度ゆらぎの測定は、観測誤差ではなく、すでに全天デー タの統計誤差 (コズミックバリアンス)で制限される精度まで達成しており、CMB の将来計画による宇宙論 パラメータの推定のさらなる改善は大きくは望めない。このため、初期宇宙、宇宙論の業界では、さらなるブ レークスルーを広天域銀河サーベイに期待する動向があり、これが世界中で大規模な銀河サーベイが進行中、 あるいは計画されている理由である。

上述のサイエンスゴールを達成するために、どのような手段を用いるべきかという問題は自明ではない。ダー クエネルギーの性質を調べる第一ステップは、ダークエネルギーの密度が時間変化をしているか否か、という 問題であるが、これを調べるには、宇宙の膨張則を探るのが直接的である。この目的には、超新星、バリオン 音響振動が強力な手段であろう。また、2020年代には30m級望遠鏡による宇宙膨張を直接的に観測できる可 能性がある (redshift drift)。これと相補的になる手段は、宇宙の大規模構造の進化史を調べることである。宇 宙の構造形成は、宇宙の質量密度の大部分を占めるダークマターによる引力と、加速膨張を引き起こすダーク エネルギーの万有斥力の競争の結果として進化してきた。このため、宇宙の大規模構造の時間進化を詳しく調 べることで、ダークマター、ダークエネルギーの性質を探ることが可能になる。また、宇宙論距離・膨張則の 測定法と組み合わせることで、構造形成のなかでの重力の役割を区別することができ、宇宙論スケールにおけ る重力理論の検証を行うこともできる。構造形成を探る手法として強力になるのが、重力レンズ効果、銀河の クラスタリング統計、また銀河の固有速度による赤方偏移ゆがみ効果である。しかし、これらの手法を最大限 活用するには、観測対象となる銀河とダークマターの分布の関係、いわゆるバイアス不定性を理解することが 必要である。

以下では、現在、および将来の宇宙論研究の課題と、それを明らかにするためにはどのような光赤外の観測 が必要になるのか、という点に関して概観していくこととする。

3.2.3 宇宙の加速膨張の起源

宇宙膨張が加速しているという事実は、1998年に遠方のIa型超新星の観測によって確認され、その後、CMB や宇宙大規模構造、重力レンズの観測などによっても確かめられるようになった。加速膨張を説明する最も単純 な考え方は、膨張宇宙のダイナミクスを記述する一般相対論のアインシュタイン方程式に、真空のエネルギー を表す宇宙定数を導入することである。しかしながら、観測を説明するために必要なダークエネルギーの密度 は量子力学の簡素な予想とは100桁以上もかけ離れており、極めて不自然な状況と言わざるを得ない。また、 そもそも、そうしたエネルギーが果たして時間一定でいられるかすら、自明ではない。ダークエネルギーと呼 ばれるようになった未知のエネルギーの正体を巡っては、その発見以前から理論的模索が続けられてはいるが、 その性質について我々が持ち得る情報は未だ乏しい。宇宙の加速膨張のより詳細な観測が今後も不可欠である。

一方、加速膨張の起源を巡っては、別の見方も存在する。ダークエネルギーの導入の前提になっている一般 相対論が宇宙論的スケールでは成り立たず、何らかの補正を受けるせいで見かけ上加速膨張が実現する、とい う可能性である。ただし、このような「修正重力理論」の考え方に立つと、ニュートン重力を包含する重力理 論が一般相対論からずれることで、宇宙膨張のみならず、重力進化を通じて構造形成にも何らかの影響が現れ ることが帰結となる。一般相対論のずれについては、アインシュタインの提唱以降、連星中性子星や太陽系ス ケールの様々な実験・観測を通じて、様々な検証が行われて来た。現時点では、一般相対論の正しさは4桁以 上の精度で確かめられている。しかしながら、これらの制限は、宇宙膨張の影響が強く効いてくるような宇宙 論的スケールには適用できない。実際、スクリーニング効果と呼ばれるメカニズムを考えることで、宇宙論的 スケールで大きく一般相対論からずれても、太陽系のような小さなスケールで一般相対論を再現しうるような 修正重力理論を構築できることが理論的に知られている。つまり、加速膨張の起源に関わる手がかりを得るた めには、これまでの太陽系スケールの実験・観測だけでは不十分であり、宇宙論的スケールでの重力理論の検 証がきわめて本質的になる。

以下、代表的な手法として、バリオン音響振動、赤方偏移ゆがみ、重力レンズ効果、さらに 30m 級望遠鏡 による宇宙膨張の直接測定について概観する。



図 3.1: 上パネル: アルコック-パチンスキー効果を用いた $D_A(z)$ 、H(z)の決定法。赤方偏移 zの遠方宇宙に仮 想的な物体があり、その大きさを知りたい場合、観測者は物体の広がり(角度 $\Delta \theta$)・奥行き(赤方偏移 Δz) を測った後、それらを距離に直す必要がある。その際、角径距離 $D_A(z)$ とハッブルパラメーター H(z) を正 しく知らないと物体のサイズを誤ることになり、丸い物も歪んでしまう。しかるに、バリオン音響振動のよう に、物体の大きさが予めわかっている場合は、逆にこの測定から $D_A(z)$ とH(z) を決定することができる。 下パネル:赤方偏移ゆがみの影響。分光観測などで銀河の赤方偏移を測る際、特異速度の影響がドップラー効 果を通じて混入するため、観測者の視線方向に対する銀河の位置が見かけ上、歪んでしまう。この効果は銀河 のクラスタリングに非等方性を生じさせるが、線形理論が記述可能な大スケールでは、その非等方性はゆらぎ の成長率に比例することが知られている。

バリオン音響振動と赤方偏移ゆがみの精密測定

上述したように、宇宙膨張と構造形成の精密観測は、加速膨張の起源・性質を解明する上でも不可欠で、宇 宙論的スケールでの重力理論の検証にもつながる重要な観測といえる。前者は、宇宙膨張と密接に関係する距 離-赤方偏移関係やハッブルパラメーターを z ~ 1 の高赤方偏移で精密測定することに帰着されるが、後者は、 密度ゆらぎが時間的にどのように成長したかを表す宇宙構造の成長率の測定が必要になる。こうした 2 種類の 観測量を、一度の観測でしかも縮退なく測定できれば理想的である。そうした理想的な観測手段を提供するの が、銀河分光 (赤方偏移) サーベイである。

鍵となるのが、銀河の3次元地図をもとに測ったパワースペクトルや2点相関関数に刻まれたバリオン音響振動(BAO=baryon acoustic oscillations)と赤方偏移ゆがみ(RSD=redshift-space distortions)である。バリオン音響振動とは、宇宙大規模構造に刻まれた、宇宙初期のバリオン-光子流体の痕跡である。宇宙が晴れ上がる以前、光子とバリオンはトムソン散乱、クーロン散乱を通じて強く結びつき単一成分の流体として振る舞っていた。この流体のゆらぎが音波として空間を伝播するさまが音響振動であるが、光子とバリオンの結びつきが切れた宇宙の晴れ上がり後も、この振動は空間パターンとして宇宙背景放射と宇宙大規模構造に刻まれている。光子側から見た音響振動は、観測衛星 COBE 以後の宇宙背景放射の地上観測などですでに検出され、現在ではWMAP・Planck などの衛星実験で詳細な観測が行われているが、バリオン側から見た音響振動が宇宙大規模構造から検出されたのは、2005年の SDSS と 2dF の銀河サーベイからである [10; 14]。重要なのは、バリオン音響振動の振動スケールは当時のバリオン-光子流体の音速で決まり、物理素過程がよくわかっている点である。その特徴的スケールは共動座標でおよそ 100 h⁻¹ Mpc であり、これを標準ものさしとして使うことで、宇宙論的な距離の推定に使えるのである。さらに、アルコック-パチンスキー(Alcock-Paczyński)効果 [2] と呼



図 3.2: 左パネル: 銀河パワースペクトルに刻まれたバリオン音響振動。SDSS-III BOSS から得られた $z \simeq 0.57$ の CMASS サンプルによる銀河パワースペクトルを振動のない滑らかな参照スペクトルで割った比を示している。上パネルから順に、DR9, 10, 11のデータによるもので、銀河個数と観測領域が増えるにつれ、振動がクリアに見えるようになっている。文献 [3] による。右パネル:赤方偏移ゆがみを受けた銀河 2 点相関関数。SDSS-III BOSS DR11 から得られた CMASS サンプルから測った 2 点相関関数を視線方向(横軸)と垂直方向(縦軸)の距離 $(r_{\parallel}, r_{\perp})$ の関数としてプロットしたもの。 $50h^{-1}$ Mpc 以上の大スケールでは線形理論が示す通り、視線方向に沿って押しつぶされた楕円状になる。 $100h^{-1}$ Mpc 辺りにみえる淡くリング状の構造はバリオン音響振動によるもの。文献 [50] による (掲載許可取得済み)。

ばれる距離推定に付随して現れる銀河クラスタリングの非等方性を用いると、高赤方偏移での角径距離 $D_A(z)$ とハッブルパラメーター H(z) を同時に決定することが可能になる (図 3.1 上パネル参照)。

一方、赤方偏移ゆがみとは、分光観測から銀河の赤方偏移を決定する際、銀河の特異速度場の影響がドップ ラー効果を通じて混入する効果のことである。銀河分布の3次元地図を観測者の視線方向に沿って歪めてしま うこの効果は、正しい3次元地図を作製する際の障害となるばかりか、相関関数やパワースペクトルに非等方 性を生じさせ、宇宙論的解析にも影響をおよぼす厄介者として、古くから知られているものである。ただし、重 力進化が線形理論で記述可能な大スケールでは、相関関数などの統計量に現れる「ゆがみ」の強さは密度場の 成長率 $f(z) = d \ln D_+(z)/d \ln a$ に比例することが理論的に知られており [26]、ゆがみの精密な測定から、逆に 構造の成長率を決めることが可能である (図 3.1 下パネル参照)。これまでは、一般相対論の仮定にもとづき構 造の成長率から物質密度パラメター Ω_m の決定に使われていたが、宇宙背景放射などの観測から密度パラメー ターが精密に求まるようになった昨今、むしろ構造の成長率から一般相対論自体をテスト、あるいは重力理論 を検証する手段として利用されるようになり、赤方偏移ゆがみの測定は一躍脚光を浴びるようになっている。

観測の現状 バリオン音響振動と赤方偏移ゆがみを一度に測定するには、重力進化の線形理論で記述できるくらいの大スケールにわたって観測を行う必要がある。特に、バリオン音響振動はその振動自体が小さな振幅のため、検出には統計誤差を抑えた測定が本質的となる。統計誤差の1つであるコスミックバリアンスを抑えるためには、観測体積の大きい (>1 Gpc³/h³)赤方偏移サーベイが望まれる。また、加速膨張の起源に関する手がかりを得るためには、高い赤方偏移 ($z \sim 1$ 近傍)での観測が重要である。赤方偏移ゆがみだけを測定する場合には、多少観測体積が小さくても測定は可能だが、小スケールの観測データは非線形性の影響を受けやすく、理論モデルの詳細な検討なしに意義ある宇宙論解析は不可能である (図 3.2 の左パネル参照)。

これまでの銀河・クェーサーサーベイの観測から測定されたバリオン音響振動と赤方偏移ゆがみによる宇宙 論的距離と構造の成長率の制限が、図 3.3 にまとめられている。構造の成長率の制限は、観測体積が小さなもの まで含めた結果がまとめられているせいもあって誤差が大きいが、宇宙論的距離については、遠方クェーサー



図 3.3: 左パネル: バリオン音響振動を用いた宇宙論的距離の制限。様々な銀河・クェーサーサーベイから測定され たバリオン音響振動による制限が異なるシンボルで示されている。ここで、 $D_M(z) = D_A(z), D_H(z) = c/H(z),$ $D_V(z) = [z D_H(z) D_M(z)^2]^{1/3}$ であり、図ではそれらの量を $r_d\sqrt{z}$ で割っている(r_d は宇宙の晴れ上がり時の 音響地平線スケール)。実線は、宇宙背景放射観測衛星 Planck にもとづく ACDM モデルの理論予言。文献 [4] による。右パネル: これまでの様々なサーベイから得られた赤方偏移ゆがみの測定によるゆらぎの構造成長の 制限 [41]。黒い実線が ACDM モデルで、それ以外の線が一般相対性理論と異なる重力理論における宇宙モデ ルである。赤の点は、現在解析が進行中の FastSound サーベイから期待されるエラーバー。ベストフィットは ACDM モデルを仮定している(掲載許可取得済み)。

の前景 Ly-α 雲を使うことで、Ia 型超新星の観測よりも高い赤方偏移まで制限をつけることに成功している。 また、バリオン音響振動自体、標準ものさしとしての物理が明解で Ia 型超新星と比べても系統誤差が小さく、 少ない観測点でも強い制限を与えられる点は特筆すべきである。現状では、平坦な宇宙定数入りの宇宙モデル (flat ACDM)と無矛盾であるが、将来、統計誤差をさらに抑えこむことで、重力理論の検証のみならず、加速 膨張の起源にまで迫ることは十分可能であるといえよう。ただし今後は、測定の高精度化に伴い、従来考慮す る必要のなかった理論側の系統誤差を抑える工夫がより一層不可欠になる。線形領域に近い大スケールが観測 ターゲットとはいえ、重力進化を含めた種々の非線形性が系統誤差に効きうることが知られており、高精度の 理論テンプレートなしに精密宇宙論研究の遂行は困難である。構造形成理論を精密化する取り組みはすでに始 まっており、摂動論的な計算手法にもとづいた理論テンプレートなどの開発が進められているが、今後はこう した動きをより一層加速させる必要があるだろう。

今後の計画と観測の動向・展望 宇宙の加速膨張の起源を探求する最適のプローブとして、バリオン音響振動、 および赤方偏移ゆがみの精密測定は今後も宇宙論観測の主要テーマと考えられており、宇宙膨張率 H(z)、角 径距離 D_A(z)、そして構造の成長率 f(z) をより精度よく求めるため、大規模な銀河赤方偏移サーベイが世界 各地で計画されている。多くのプロジェクトでは、これら3つのパラメータをパーセントレベルで制限するこ とを掲げているが、以下ではそのために必要とされる望遠鏡の形態について、現在計画中の次世代サーベイと 比較しつつ議論する。また、大規模構造サーベイと相補的なサーベイとのシナジーについても簡単に述べる。

加速膨張の起源を包括的に理解するには、H(z)、 $D_A(z)$ 、f(z)をあらゆる時刻(赤方偏移 z)で制限することが必要である。そのため、今後は z > 1の深宇宙をターゲットとした赤方偏移サーベイ計画が主流になると考えられる。計画されている eBOSS、HETDEX、PFS [58]、DESI [31] といったサーベイでは、明るい楕円銀河の他、輝線銀河やクェーサーなどのサンプルを組み合わせることで、z > 1の広範囲の赤方偏移において宇宙の加速膨張率を制限することを目指している。遠方の銀河は必然的に暗いため、これら遠方宇宙での大規模サーベイの実現には、広視野と大口径の両方を兼ね備えた分光サーベイが必要となる。また高赤方偏移では特徴的な輝線が近赤外で観測されるため、大気の影響がない、スペースの優位性を活かし、Euclid、WFIRSTの宇宙衛星サーベイ計画では近赤外線波長帯の分光サーベイを柱としている。

大規模構造は他の相補的な観測と組み合わせることにより、宇宙モデルにさらに強い制限を与えることが できる。例えば後述の重力レンズ観測と組み合わせることで修正重力理論の検証が可能である。さらに、高解 像度の CMB 観測と大規模構造の観測を組み合わせることにより、運動学的スニャエフ・ゼルドヴィッチ効果 (kSZ) [55] を通じて銀河の特異速度の視線方向成分を直接測ることも可能であり、銀河のクラスタリングと相補 的に重力理論に制限を与えることができる [17; 40]。大規模構造観測における最も重要な統計誤差の1つである コスミックバリアンスを抑えるために、マルチトレーサー法という観測テクニックが提唱されている [51; 35]。 この方法は、サブサンプルごとのバイアスの差が大きいほど有用であるが、観測データからサンプルを効果的 に分ける方法については更なる研究が必要である。

弱い重力レンズ

密度ゆらぎの進化を直接測定できる他の有力な手法として、弱い重力レンズがある。弱い重力レンズ現象に よって、背景の銀河は手前の重力場によってわずかに変形をうける。この小さなゆがみは多くの背景銀河の形 状を測定し統計処理をすることによって測定でき、重力レンズ現象を引き起こす密度ゆらぎ分布の情報を得る ことができる。この手法の利点は、純粋に重力的な効果のため直接観測できないダークマターを含めたすべて の質量の分布を直接測ることができる点にある。また与えられた質量分布に対して対応する重力レンズ効果を 一般相対論(または様々な修正重力理論)から曖昧さなく容易に計算できる点も利点となる。

現存する最大の重力レンズサーベイは CFHT Legacy Survey のデータを用いた CFHTLenS [19] であるが、 サーベイ面積は 150 deg² で背景銀河の数密度は ~ 10 arcmin⁻² 程度に限られ、ここから得られる宇宙論的制 限はそれほど強くはない。現在では DES と HSC がサーベイを開始しており、これらは CFHTLenS と同等か それ以上の深さ(銀河数密度)を保ちつつ 10 倍以上の面積を掃くサーベイであり重力レンズからの宇宙論的 制限も飛躍的に改善する。2020 年代には、LSST や Euclid といった将来計画が一万平方度以上の領域で銀河 数密度 ~ 30 arcmin⁻² 程度の深さで重力レンズ測定を行う予定であり、重力レンズは宇宙の加速膨張研究の中 心的手法として期待されている。

重力レンズ効果は視線方向の密度ゆらぎの積分に依存する。従って、例えば背景銀河形状の2点相関関数は 密度ゆらぎのパワースペクトルを視線方向にある重みをつけて積分したものを測定することになる。つまり単 純な重力レンズ解析は投影された密度分布を測定することになり、時間方向のゆらぎの「進化」の情報は得ら れない。重力レンズでゆらぎの時間進化を調べる方法として、背景銀河サンプルを赤方偏移 z でビンに分けて 重力レンズ信号の時間変化を調べるいわゆるトモグラフィーがある [24]。重力レンズ解析に使うすべての銀河 に対して分光観測を行うのは現実的ではないため、多色フィルターの撮像を行い測光的赤方偏移をもとに解析 を行うのが一般的である。この手法により、図 3.4 に示しているように他の銀河相関関数や Ia 型超新星と同レ ベルの高い精度でダークエネルギーの状態方程式に制限がつけられる [67]。また、重力レンズによる密度ゆら ぎの進化の測定は他の測定と組み合わせることで加速膨張がダークエネルギーによって引き起こされたか修正 重力によって引き起こされたかの検証が可能であるため、加速膨張の起源を解明するうえで本質的である。一 つには修正重力理論では宇宙の膨張史が同一でも一般相対論の場合とは異なるゆらぎの進化速度を示すため、 重力レンズでこのようなモデルの検証が可能となる(例えば [53])。また銀河に対する重力レンズ効果の観測 と上で議論した赤方偏移ゆがみを適切に組み合わせることで銀河バイアスの不定性を打ち消し、重力理論を直 接検証することもできる [72; 46]。

重力レンズ観測から密度ゆらぎの時間進化を引き出すもう一つの方法は、重力レンズ信号と赤方偏移がわ かっている手前の天体との相互相関関数を測定することである。これにより、重力レンズ信号の中から手前の赤 方偏移にある質量分布の情報のみを引き出すことができる。この解析に使う天体として有力なのが、分光サー べイの銀河あるいは測光的赤方偏移が正確な銀河団である。前者の場合は、同じ観測天域に対して、撮像およ び分光サーベイのデータが存在している必要があり、また撮像データは分光銀河の背景にある銀河をサンプル できるような深いデータである必要がある。銀河団は重力レンズサーベイで必要となる多色撮像データから同 定することができ、メンバーの赤い銀河の測光的赤方偏移からその赤方偏移を比較的正確に見積もることがで きる。従って重力レンズ信号と異なる赤方偏移ビンの分光銀河あるいは銀河団との相互相関によっても密度ゆ



図 3.4: 重力レンズサーベイのトモグラフィー 2 点相関関数解析によるダークエネルギー状態方程式への制限。 左パネル:赤方偏移 z の関数として状態方程式 w(z) がどの程度制限されるかをプロットしたもの。黒線と青 線が 2010 年代の代表的なサーベイである DES と HSC から期待される制限、赤線が 2020 年代の中心的宇宙論 サーベイの一つである Euclid からの制限である。Euclid では制限が大幅に向上し、高赤方偏移で特に大きな 改善が得られることがわかる。右パネル:時間依存しないダークエネルギーの状態方程式を仮定した場合の、 それぞれのサーベイから期待されるダークエネルギーの存在量と状態方程式への制限。

らぎの時間進化を抽出することができる [39]。この方法によっても、前述の 2 点相関関数のトモグラフィーと 同等かそれ以上の宇宙論的制限を得ることができる。

以上述べた重力レンズのサイエンスに必要なサーベイとしては、既に述べたように多色の撮像サーベイが基本となる。精度はサーベイ面積と解析に使用する背景銀河の数密度で決まるので、出来るだけ広い領域を観測しかつ多くの銀河を検出できる深い撮像が重要となる。また重力レンズ解析においては個々の銀河を空間的に分解しその形状を正確に測定する必要があるため、撮像の角度分解能も重要となる。地上観測では出来るだけシーイングの良い(例えば < 0.7")サイトでのサーベイが望まれる。宇宙望遠鏡を使えば地上よりずっと良い角度分解能が達成できるためよりサイズの小さい銀河まで重力レンズ解析に使うことができ大きなゲインがある。また、重力レンズ解析の主な系統誤差の要因として測光的赤方偏移に起因する系統誤差がある。この誤差を抑えるためには、背景銀河のサブサンプルに対して分光観測を行い測光的赤方偏移を正しく較正する必要がある。このため重力レンズサーベイに関しては分光装置も重要な役割を果たす。2020年代の重力レンズサーベ イで重要となる分光装置は、一つにはすばる PFS のような大型望遠鏡に設置された広視野多天体分光器、及び集光力が大きく暗い銀河まで分光できる 30m 級大型望遠鏡の多天体分光器である [38]。

宇宙膨張時間変化の直接測定

宇宙膨張を直接測定する方法として、赤方偏移の時間変化を測る方法が知られている。赤方偏移の時間変化 は $\dot{z} = (1+z)H_0 - H(z)$ と表されるため、同一天体の赤方偏移を 10 年程度の間隔で測定し、その差異を検出 することで宇宙膨張の時間変化を直接測定することができるのである (redshift drift)。この観測の実現可能性 の検討がリスクら [32] によりなされている。この論文に従って、同一天体の赤方偏移の時間変化から測定され る宇宙膨張の時間変化の期待値は、一様等方宇宙モデルから容易に計算出来る。現在の標準的なモデルについ ての計算結果は [32] の Fig. 2 にあり、 $\Omega_m = 0.3$ の宇宙項入り平坦モデルの場合 z < 2 (z > 2) においては加 速 (減速) 膨張であり、 $z \simeq 1$ で $dv/dt \sim 0.3$ cm s⁻¹ yr⁻¹、 $z \simeq 4$ で $dv/dt \sim -0.5$ cm s⁻¹ yr⁻¹ である。すな わち 10 年の間隔で数 cm/s 程度の変化を検出する事が必要となる。これは、直接観測量である赤方偏移に対し ては、オーダーにして $\Delta z \sim 10^{-6}$ に対応する。 この微小な速度変化検出に適した天体の条件は以下の 4 点である。 (1) 特異加速度が小さくかつ多くのサン プルをとった際にそれがランダムであること、 (2) スペクトラムはシャープである、すなわち内部速度(温度) が小さい、 (3) 観測効率が良い (サンプル数、対象天体の明るさ)、 (4) 広い赤方偏移域に渡り存在する。この 条件を満たす天体としては、クェーサー吸収線の Ly α 雲が挙げられる。この理由は、単一のクェーサーから数 100 個の Ly α 雲が検出できる事である。しかし、Ly α が可視域で検出できるという条件から赤方偏移は z > 2に限られる。また吸収線幅は ~ 30 km s⁻¹ ほどあるため、多数の Ly α 雲の観測が要求される。[32] では、宇 宙論的流体構造形成シミュレーションの結果を用いて Ly α 雲の予想される特異加速度を評価しており、それに よれば、大部分は 0.3 mm s⁻¹ yr⁻¹ 以下と予想され、宇宙膨張の時間変化より 3 桁以上小さく無視出来ると結 論される。

[32] ではクェーサー吸収線観測による Ly α forest の赤方偏移測定のモンテカルロシミュレーションを行い期 待される測定精度も評価している。観測された Ly α forest の HI 柱密度、吸収線幅、赤方偏移分布の確率分布 から疑似クェーサースペクトラムをモンテカルロ法で作り、個々の Ly α 天体を 10 年程度の観測で観測したと した時に測定される赤方偏移差とその誤差を求めている。測定は光子数の統計誤差で制限されているとしてそ の他の要因による誤差は考えていない。この見積もりから、最低必要とされる分光器の分解能は R > 10,000と結論されている。また、例えば E-ELT (口径 42m) で 20 個の $z \sim 4$ クェーサーを 10 年程度の間隔で 2 度づ つ観測した場合(およそ 20 年間で観測時間 4000 時間)、2 < z < 4 の $\Delta z \sim 0.5$ のそれぞれの範囲について、 $\sigma_{dv/dt} = 0.2 \text{ cm s}^{-1} \text{ yr}^{-1}$ 程度の精度の測定が可能だと見積もられている。現在の宇宙が、いわゆる標準的な 宇宙モデルであれば、これにより宇宙膨張時間変化の有意な検出が可能である。ただ、光周波数コムなどの波 長較正による超高精度分光測定が実現されれば、宇宙膨張の直接検出に必要な観測夜数は軽減される可能性が あることを補足しておく。

この観測による科学的意義は、なんといっても宇宙膨張の時間変化の直接検出である。これは宇宙膨張とその膨張速度が精密に測定された現代において、次に目指すべき課題であり、その質的な意義は大きい。例えばこの観測が宇宙の加速膨張期に対して行われれば、宇宙の非一様性による見かけの加速膨張の可能性を完全に排除でき、宇宙が真に加速膨張していることが確認できる。また、 $Ly\alpha$ 吸収線の可視分光観測では、宇宙が減速から加速膨張に移行した z < 2の時期の測定が出来ないという限界があり、他の天体の利用を検討する必要がある。

AGN 反響マッピング観測による宇宙モデルとダークエネルギーの検証

赤方偏移が2を超える遠方での距離測定を可能にする有 力候補が、活動銀河核 (AGN;「巨大ブラックホールと活 動銀河核」章も参照) である。AGN では、ブラックホール 周囲に形成された降着円盤からは紫外可視連続光が、それ らを取り巻くように分布している広輝線領域(BLR)電離ガ ス雲と塵トーラスからは降着円盤からの放射を吸収して生 成される広輝線および赤外連続光が放射されている。この ため降着円盤の放射が変動すると、これに応答して広輝線 および赤外線の強度が変動する。このとき、降着円盤から BLR および塵トーラスまでの光の伝搬時間に相当する遅延 が生じる。これを観測することにより、降着円盤からこれ らの領域への距離、すなわちブラックホールを中心とした 領域半径を直接測定することができる(反響マッピング観測 [7])。近傍 AGN の反響マッピング観測から、BLR 半径およ び塵トーラス内縁半径は降着円盤光度の平方根に比例する ことが確認されており([6; 29])、これらの半径が基本的に 放射平衡によって決まっていると考えられている。つまり



図 3.5: $\Omega_m - w_0$ 空間における、現在までの超 新星爆発や BAO の観測による信頼領域 (黒線) と、高赤方偏移クェーサーの光度距離測定の結 果を加えた場合に予想される信頼領域 (色付き コントア)の比較 [27, 掲載許可取得済み]。

遠方の AGN を反響マッピング観測して BLR あるいは塵トーラス内縁半径を求めれば、半径光度関係からその 天体の真の光度が分かり、見かけの光度と比較することで光度距離を求めることが可能となる([65; 12; 71] な ど)。これにより近傍から赤方偏移 2 を超える高赤方偏移までの光度距離測定が可能となり、今後さらに物理 機構と系統誤差の理解を進めることで、宇宙モデルやダークエネルギーの性質を制限する新たな手法となり得 る。(図 3.5)。実際、近傍 AGN の BLR 反響マッピング観測からは現在の標準的な宇宙モデルと矛盾しない結 果が得られており [65]、さらには近傍 AGN の塵トーラス反響マッピング観測と塵放射平衡モデルから求めら れた光度距離測定に基づき、他の手法と完全に独立に $H_0 = 73 \text{ km/s/Mpc}$ という値が得られている[70]。ただ し、この手法は経験則に基づくため、その物理機構の理解を進め、さらなる系統誤差の精査が必要であろう。

これまで AGN 反響マッピング観測は各地の小口径望遠鏡を用いて進められてきたが、近年は SDSS-III に搭載された BOSS 多天体分光装置による系統的な AGN 反響マッピング観測 [52] を皮切りに、大規模化しつつある ([28; 8; 23] など)。宇宙モデルやダークエネルギーの性質に制限を与えるには 1,000 天体を上回る AGN の光度距離を測定する必要性を示唆するシミュレーションもあり [27]、今後 BLR 反響マッピング観測は多天体分光器による効率的な観測がほぼ必須となることは疑いの余地がない。以上の点から期待されるのが、近赤外線多天体分光器であるすばる/PFS と TAO/SWIMS、中間赤外線撮像器 TAO/MIMIZUKU である。すばる/PFS と TAO/SWIMS による BLR 反響マッピング観測、TAO/MIMIZUKU による塵トーラス反響マッピング観測 により、赤方偏移 z = 0 から ~ 7 に至る光度距離を求めることが重要であり、小回りの効く小口径望遠鏡の活用も必要となる。

3.2.4 光赤外の宇宙論サーベイで探る初期宇宙の物理

構造形成の標準的シナリオは、宇宙 の始まりに生成された量子ゆらぎが急 激な加速膨張で古典原始ゆらぎとなり、 その原始ゆらぎが種となり、膨張宇宙 のなかで主にダークマターの重力の不 安定性により、様々なスケールの構造を 形成してきたというものである。原始 ゆらぎの生成メカニズムを与える有力 な候補がインフレーションである。標準 的なインフレーションシナリオの予言 は(1) 宇宙の曲率の平坦性 ($\Omega_K \simeq 0$)、 (2) スケール不変な原始パワースペクト $\boldsymbol{\nu}$ ($n_s \simeq 1, \alpha_s \simeq 0$)、(3) 断熱ゆらぎの 初期条件、(4) 原始ゆらぎのガウス性、 (5) 原始重力波、であろう。CMB を代 表とする観測データは、これら全てを 支持する結果を示している。しかし、量 子重力の究極理論の有力候補である超 弦理論などでトップダウン的にインフ レーション理論を計算するのは未だ不 可能であり、現時点では様々な現象論 的モデルが提案され、百家争鳴の状況 である。また、LHC、あるいは現技術 の地上加速実験では、インフレーショ ンのエネルギースケールを再現するの は不可能であり、宇宙観測のみが唯一 の手段である。原始重力波の探査、特 に CMB の B モード 偏光の 検出は イン フレーションの直接的なテストになる が、光赤外の観測には関係しないので、 以下では触れない。



図 3.6: 赤方偏移空間の銀河相関関数のバリオン音響振動スケールの測定から得られる角径距離 $D_A(z)$ 、ハッブル膨張則 H(z) から得られる宇宙の曲率の制限の予測値。ここでは、赤方偏移 z_{max} までの「全天」銀河分光サーベイを仮定し、期待される最善の曲率の制限の結果、つまり有限の銀河の個数密度の影響も無視した結果を示している。実線は、動径距離と角径距離の関係 (式 3.1)、すなわち幾何学的な関係のみを用いた場合の結果、他の線は、アインシュタインの場の方程式を仮定し、ハッブル膨張則がダークマター、バリオン、ダークエネルギーのエネルギー密度の関数(式 3.2)で与えられることを用い、距離の制限から曲率を制限した場合、ダークエネルギーの不定性があるが、宇宙項の場合、あるいはダークエネル ギーの状態方程式が $w_{de}(z) = w_0 + w_a(1-a)$ の関数で与えられる場合の結果を示す。文献 [59] から引用 (掲載許可取得済み)。

光赤外の観測で初期宇宙あるいはインフレーションの物理に迫るためには、以下の2つのアプローチがある だろう。まず、得られる観測データから可能な限りの精度で上述のインフレーション条件をテストする。第二 に、様々なインフレショーンモデルを区別するために、上述の最も単純なインフレーションの予言からの「ず れ」を探求し、モデルのテスト、選定を行うことである。近年の進展でエキサイティングな結果として、Planck 衛星の CMB 温度ゆらぎ、偏光のパワースペクトルの詳細な測定により、原始パワースペクトルの冪乗パラメー タ (n_s : tilt) が $n_s = 0.9652 \pm 0.0062$ のように制限され、つまり完全スローロール条件 (slow-roll condition) の $n_s = 1$ からのずれが 5 σ 以上の統計的有意性で検出されたことがある。これは、インフレーション自体がダ イナミカルな現象であり、現在の宇宙に進化するために、インフレーションが終了すること、つまり $n_s = 1$ は 厳密な意味では破れていることが必然条件であり、これが確認されたことを意味する。実際に、Planckの結果 により幾つかのインフレーションモデルは棄却されている。今後もこの方向性でインフレーション研究が進む ことは間違いなく、以下では光赤外の観測が果たすことができる役割について議論する。

宇宙の曲率

宇宙の曲率パラメータ (Ω_K) は、アインシュタイン方程式の解である一様等方宇宙モデル Friedmann-Robertson-Walker (FRW) の最も基本的なパラメータの一つである。インフレーションは、宇宙の「観測可能な領域」においては、宇宙の曲率はほぼ平坦に見える、つまり $\Omega_K \simeq 0$ であることを予言する。しかし、宇宙全体の真の曲率の値については、何の予言も与えない。実際に CMB、超新星、バリオン振動の測定結果は、観測精度の範囲内で曲率が平坦である結果をサポートしている。しかし、これら曲率の制限は、アインシュタインの相対性理論の予言 FRW モデル、あるいは構造形成のモデルを介在したものである。これに対して、以下に述べるように、銀河サーベイはより仮定の少ない、直接的な曲率のテストを可能にする [59]。

宇宙の大域的な幾何のために、赤方偏移 z までの動径距離 $D_C(z)$ と角径距離 $D_A(z)$ は必ずしも同等ではなく、宇宙の曲率を通して、以下のように関係している。

$$D_A(z) \simeq D_C(z) \left[1 + \frac{1}{6} H_0^2 \Omega_K D_C(z)^2 \right],$$
 (3.1)

ここで、 $\Omega_K \simeq 0$ を仮定し、関係をテイラー展開した。 $\Omega_K > 0$ は「開いた」宇宙、 $\Omega_K = 0$ は「平坦」な宇宙、そして $\Omega_K < 0$ のときに「閉じた」宇宙である¹。この関係は、膨張宇宙のなかで定義した三角形の内角の和が 180度より小さい、180度、あるいは 180度より大きいという相対論的な幾何の性質だけに起因する。また、上式の関係は、一様等方の計量にのみ依存し、アインシュタイン方程式を用いていないことに注意されたい。また、動径距離はハッブルの膨張則 H(z)を用い、 $D_C(z) = \int_0^z dz'/H(z')$ のように書ける。3.2.3 節あるいは図 3.1 で述べたように、赤方偏移空間の銀河クラスタリング解析からバリオン振動スケールを測定することで、角径距離 $D_A(z)$ 、ハッブル膨張則 H(z)を測定することができる。さらに測定した H(z) から、動径距離 $D_C(z)$ を復元することも可能だろう。このように光赤外の銀河分光サーベイから、上式 (3.1)を検証することで、宇宙の曲率を直接的に制限することができる。

図 3.6 の実線は、銀河サーベイから得られる曲率の最善の制限の予想値を示す。赤方偏移 $z \sim 5$ までの「全天」銀河分光サーベイが得られれば、理想的な場合には、 $\sigma(\Omega_K) \simeq 10^{-3}$ の精度で曲率を制限することが原理的には可能である。さらにアインシュタインの重力理論を仮定すれば、各赤方偏移の膨張則はダークマター、バリオン、ダークエネルギーのエネルギー密度の関数として与えられる。

$$H^{2}(z) = H_{0}^{2} \left[\Omega_{\rm m} (1+z)^{3} + \Omega_{K} (1+z)^{2} + \Omega_{\rm de}(z) \right].$$
(3.2)

この関係から、観測量である角径距離、ハッブル膨張則は宇宙論パラメータで決定され、曲率パラメータを制限 することができる。しかしながら、ダークエネルギーの正体は分かっていないので、曲率の制限の精度は、どのよ うなダークエネルギーのモデルを仮定するかに大きく依存することになる。図 3.6 では、宇宙項の場合、あるいは ダークエネルギーの状態方程式パラメータについて、良く用いられている現象論モデル $w_{de}(z) = w_0 + w_a(1-a)$ $(w_0, w_a \text{ はパラメータ})$ を仮定した場合の結果を示す。後者の場合には、ダークエネルギーのエネルギー密度の 赤方偏移進化は、 $\rho_{de}(z) \propto a^{-3(1+w_0+w_a)}e^{-3w_a(1-a)}$ で与えられる。この場合には、ダークエネルギーのモデル の不定性に大きく左右されるが、 $\sigma(\Omega_K) \sim 10^{-4}$ の精度が達成可能である。

文献 [16] で議論されているように、宇宙の曲率はインフレーションシナリオを検証する新たな切り口であ る。例えば、銀河サーベイにより、正の曲率 ($\Omega_K < 0$)を発見した場合、多くのインフレーションモデルを棄 却、あるいは少なくとも宇宙の初期条件に厳しい制限を与えることができる。また、原始重力波が観測可能な 程度に大きい場合には、曲率は $\Omega_K \sim 10^{-4}$ – 10^{-2} の程度に大きい傾向が好まれ、有限の曲率を測定すること は、そのようなインフレーションシナリオを独立に検証することになる。いずれにせよ、有限の曲率の検出は 新たなブレークスルーであり、あらゆる手段でその可能性を探求すべきである。この目的には、より広天域、 より高赤方偏移、また赤方偏移空間でギャップのない銀河分光サーベイを行う必要がある。また、統計精度に リミットされた精度で銀河相関関数を測定するために、十分に高い個数密度で銀河を分光できる深い分光サー ベイが望ましい。

¹ここでは、例えば [42] などの通例に従い、 $\Omega_K \equiv -K/H_0^2$ の定義を用いた。つまり負の曲率(K < 0)のとき $\Omega_K > 0$ である。

スケール不変原始パワースペクトル

宇宙論データから原始パワースペクトルを制限することもインフレーションの重要なテストである。CMB を代表するこれまでのデータは、最も単純な、単一の冪乗則に従うモデル、 $k^3P_{\zeta}(k) \propto k^{n_s-1}$ 、と矛盾しない。 つまり、振幅と冪 (n_s) の2つパラメータに従うモデルである。Planck 衛星の最近の結果では、スケール不変 からのわずかな破れ、 $n_s - 1 = -0.0348 \pm 0.0062$ $(n_s = 1$ がスケール不変) が検出された。しかし、インフレー ションのエネルギースケール $(E_{inf} \sim 10^{15} \text{GeV})$ の物理は何も分かっていないにも関わらず、この単純な原始 パワースペクトルからの「ずれ」はまだ見つかっていない。インフレーションの物理を探るには、このモデル からの「ずれ」、例えば、ある波数間に現れるスペクトルの冪からのずれの形状、あるいはより広い波数間で は、単一冪乗則からのずれを表すモデル、running index α_s $(k^3P_\zeta \propto k^{n_s-1+(1/2)\alpha_s \ln(k/k_{pv})})$ を検証する必要 がある。標準的なインフレーションモデルは、一般的に $\alpha_s \sim O((n_s - 1)^2) \sim 10^{-3}$ を予言するので、まずはこ れを探るのが次の目標になるであろう。

この目標には、分光銀河サーベイから原始パワースペクトルの形状を制限することが必要になる。大波長スケール (小波数スケール) では、ゆらぎはまだ線形段階にあり、そこでは異なる波数のゆらぎモードは独立に進化するので、つまり原始スペクトルの情報をそのまま保持している。また、銀河バイアスの不定性も線形バイアスが良い近似で成立することが考えられており、原始パワースペクトルの形状を制限することが可能である。理想的な広天域銀河分光サーベイにより、 $\alpha_s \sim 10^{-3}$ – 10^{-4} の精度を達成するのは可能であり、さらなるインフレーションモデルの絞り込みができるだろう [57]。バリオン音響振動探査を主目的とした広天域かつ高赤方偏移までをカバーする銀河分光サーベイのデータを用いることで、バイプロダクトにこの研究テーマを探求することができる。

断熱ゆらぎ

構造形成の初期条件も驚くほど単純なように見える。宇宙の構造形成は、光子、バリオン、ニュートリノ、 ダークマターの多成分が、それぞれ異なる状態方程式、相互作用を持って、これまで進化してきた。現宇宙は ダークエネルギーが卓越するが、時間を遡れば、ダークマターが優勢な時期(物質優勢)、光子・ニュートリノ が優勢な時期(輻射優勢)があり、それぞれの時代に異なる成分が重力に支配的な役割を果たしてきた。あるい はさらにエネルギースケールを遡れば、未知の素粒子が支配的な役割を果たした時期があったかもしれない。 宇宙の構造形成の問題とは、仮定した初期条件から出発し、膨張宇宙のなかで、これら多成分系が互いの相互 作用、重力の不安定性で如何に進化してきたかを解く問題である。

これまでの宇宙論データが示すのは、これらの多成分の初期条件が、単一の自由度の初期条件に従うことを 示しており、これは断熱ゆらぎ初期条件と呼ばれる。つまり、各空間の場所で、光子、ニュートリノ、バリオ ン、ダークマターのゆらぎ場の初期値が、その振幅、位相についてぴったりと揃っているのである。この結果 も奇跡的に調整された初期条件に思えるが、最も単純な単一場のインフレーションモデルが予言するのがこの 初期条件である。

この断熱ゆらぎの初期条件からの「ずれ」を探るのが、次世代の銀河サーベイの目標となる。例えば、バリ オン音響振動実験は、CMB パワースペクトルで見られる音響振動の波長スケールと、銀河パワースペクトル で見られる振動の波長スケールが一致するということを仮定しているが、これは CMB における光子のゆらぎ と銀河分布におけるバリオンのゆらぎの波長、位相が揃っているという断熱ゆらぎ条件を暗に仮定しているこ とを意味する。つまり、観測的に CMB の音響振動スケールと銀河の音響振動スケールが一致しないことを確 定すれば、それは断熱ゆらぎからの「ずれ」を測定したことを意味し、インフレーションに新たな制限を加え ることができる [33]。これも銀河サーベイが果たすことができるユニークなサイエンスであり、将来計画が目 指すべき研究の方向性であろう。この目的には、やはりバリオン音響振動探査を目的とした広天域かつ高赤方 偏移までの銀河分光サーベイが必要になる。

原始非ガウス性

インフレーション理論のもう一つの重要な予言は、原始密度ゆらぎの確率分布がガウス分布に非常に近くな るという点である。これは原始密度ゆらぎが、相互作用の小さい自由場の量子ゆらぎから生成されることに由 来しており、現在の観測では見つかっていない小さな非ガウス性はインフレーション理論を支持する強い観測 的証拠の一つである。一方で、スケール不変原始パワースペクトルの破れのように、一般にインフレーション 理論は「ゼロでない」原始非ガウス性を予言するため、小さな原始非ガウス性を検出できれば、さらなる理論 の検証、あるいは数多くあるインフレーション模型の峻別も可能になると期待されている。

原始非ガウス性はさまざまなタイプのものがあるが、一番単純なものは「局所型」非ガウス性である。この モデルでは曲率ゆらぎがガウス統計に従う場 ϕ を用いて $\Phi = \phi + f_{\rm NL}(\phi^2 - \langle \phi^2 \rangle)$ と表される。 $f_{\rm NL}$ が非ガウ ス性の強さをあらわすパラメータであり、 Φ の大きさが 10^{-5} であることから、 $f_{\rm NL} \sim 1$ は二次の非ガウス項 の寄与が 10^{-5} のオーダーの非常に小さな非ガウス性を表すことになる。現在最も強い非ガウス性の制限は宇 宙背景放射によって与えられ、たとえばプランク衛星の観測から $f_{\rm NL} = 2.7 \pm 5.8$ と強い制限が与えられてい る [43]。一方で単純な単一場インフレーションでは $f_{\rm NL} < 1$ の非常に小さな非ガウス性が予言されるため、よ り強い観測的制限が将来的に望まれる。

実際宇宙背景放射と同等かそれ以上の精度の原始非ガウス性の制限は大規模構造の観測によって与えられる。 これは、原始非ガウス性の存在により大スケールでスケール依存するバイアスが誘起されるため、広視野サー ベイ観測の相関関数の解析により強い制限が与えられるためである [13]。大スケールでは宇宙のサーベイ領域 の有限性に起因するコスミックバリアンスによって精度が制限されるが、前述のマルチトレーサー法と呼ばれ る、異なるバイアスの値を持つ天体を組み合わせる手法でこの効果をある程度低減することができる [51]。例 えば最近の見積もりでは Euclid で $\sigma(f_{\rm NL}) \sim 0.5$ の原始非ガウス性の強い制限が得られると期待され [69]、こ れにより多くのインフレーション理論を定量的に検証していくことが可能になるであろう。また局所型非ガウ ス性だけでなく、より一般の 3 点相関や 4 点相関の原始非ガウス性を調べることでインフレーション模型の無 撞着性を検証していくことも重要である [56]。

3.2.5 宇宙の構造形成の物理およびダークマターの性質

非線形構造形成・ニュートリノ質量

小波長スケールでは、構造形成は非線形段階に進化し、重力の非線形性により異なる波数間のモードカップ リングが生じ、原始パワースペクトルの情報をそのままには保持していない。また、線形銀河バイアスも破綻 し、非線形なバイアスが生じる。バリオン効果 (星形成などのガス物理)の影響も現れる可能性があり、小波長 スケールの観測から原始パワースペクトル、宇宙論パラメータの情報を復元できるかという問題は、理論的に チャレンジングな問題である。しかし、十分に正確な構造形成の理論モデルが構築できれば、これら小スケー ルの情報を用いることが原理的には可能である。小波長スケールの情報を用いることができるのは、2つの理 由で大変魅力的である。一点目は、パワースペクトルの測定の統計精度はフーリエ空間での体積に比例するの で、小波長スケール (大波数スケール)まで情報が使えれば統計精度が飛躍的に改善できる。二点目は、CMB の測定と組み合わせることでより広い波数空間で原始パワースペクトルを制限することが可能になり、*n_s、α_s* のパラメータの制限を飛躍的に向上できることである。この方向性の研究は、今後ますます進展するだろう。

銀河赤方偏移サーベイの場合、重力進化、赤方偏移ゆがみ、そして銀河バイアスといった3つの効果に付随する非線形性が現れる。非線形性の弱い大スケールでは、摂動計算などでこれら3つの非線形性を取扱う手法が確立しつつあるが (例えば、[60; 61; 47])、非線形性が発達してくる小スケールでは($z \sim 0$ だとおよそ $k > 0.2 h \,\mathrm{Mpc^{-1}}$ 、あるいは $r < 10 h^{-1} \,\mathrm{Mpc}$)こうした手法は適用できず、現段階では数値シミュレーションをベースにした手法に頼らざるを得ない。また、第一原理的な銀河形成シミュレーションが未だ不可能であるため、現象論的に銀河バイアスの取り扱う手法として、N体シミュレーションのダークマターハロー内部に銀河を割り当てる HOD (Halo Occupation Distribution) などと呼ばれる対処的な手法が主流となっている。こ

うした非線形現象の定量的な理解は、精密宇宙論研究のみならず、構造形成理論や銀河の形成・進化を理解する上でも重要であり、今後一層の発展が望まれる。

まず、小スケールの構造形成の面白い物理として、 ニュートリノ質量の制限に関する展望について議論 する。宇宙論的観測でニュートリノの質量に制限が得 られるのは、基本的には重力を介して宇宙膨張や宇宙 大規模構造に影響を与えるためである。ニュートリノ は宇宙の温度が数 MeV 以前には光子などと熱平衡状 態にあるが、宇宙初期では相対論的粒子として振る舞 い、宇宙の温度がニュートリノの静止エネルギーより 低くなる時期、すなわち $1 + z_{\mathrm{nr},i} \simeq 189(m_{\nu,i}/0.1\mathrm{eV})$ より後では非相対論的粒子として振舞う。CMB が観 測するのは $z \sim 1100$ の宇宙のスナップショットであ るが、ニュートリノが 0.6eV (3世代ニュートリノ和 が 1.8eV 程度)よりも重くなければ、z~1100 以前 では相対論的粒子として振る舞い、ニュートリノ質量 の影響はCMBの物理過程、観測量に現れない。この ため、CMB に比較して低赤方偏移の宇宙の構造形成 を調べる銀河サーベイが、ニュートリノ質量を制限す る強力な手段になると期待される理由である。ビック バン熱史の帰結として、ニュートリノは大きな速度分 散をもち、非常に長いフリーストリーミングスケール (z = 0で、 $k_{{
m FS},i} \sim 0.068 (m_{
u,i}/0.1 {
m eV}) h {
m Mpc}^{-1})$ を持 つ。フリーストリーミングスケール以下の小スケー ルでは、ニュートリノはクラスタリングできず、ゆ らぎの重力成長を抑制する。フリーストリーミング スケールはバリオン音響振動と同程度のスケールで



図 3.7: 2020 年代で得られるであろうニュートリノ質 量とダークエネルギーパラメータに対する観測的制限 の予想図 [49]。Planck による CMB 温度・偏光ゆら ぎ観測から得られる宇宙論的制限をふまえ、SDSS-III BOSS とすばる PFS で測定される銀河パワースペク トルを組み合わせた場合に得られるパラメーターの制 限をフィッシャー解析に基づき求めた。異なる色は、 より小さなスケールまでの情報を用いた場合(緑、青、 赤の順番により積極的に小スケールの情報を含んでい る)に対応する。点線は、銀河バイアスの情報が他の 何らかの観測量で与えられている場合を示している。

あり、かつこの抑制の効果はパワースペクトルの振幅に対してパーセントレベルの効果であるため、バリオン 音響振動の測定を念頭に置いた銀河赤方偏移サーベイは、バイプロダクト的にニュートリノ質量を制限できる。 2020 年代の光赤外銀河サーベイにおけるニュートリノ質量の制限の展望はどのようなものであろうか? 図 3.7 に、SDSS-III BOSS とすばる PFS で測定される銀河パワースペクトルを組み合わせた場合、予想される観 測的制限を示す [49]。図では Planck による CMB 温度・偏光ゆらぎの観測から得られる宇宙論的制限を予め 考慮してある。まず制限の強さそのものは主に観測体積で決まっており、観測体積を大きくすればするほどコ スミックバリアンスの影響が小さくなり、より厳しい制限になる。異なる色は、より小スケールの情報をどこ まで用いるかに対応しており、理論予言の手法がより小スケールまで確立されれば、それだけ厳しい制限が得 られることを意味する。最後に、銀河のバイスペクトルや弱い重力レンズ効果など相補的な観測によって銀河 バイアスの不定性が除去されれば、その分だけより厳しい制限が得られることを点線で示してある。またここ では示していないが、ニュートリノによる構造成長を抑制する効果は特徴的なスケールと時間依存性を示すた め、様々な宇宙の時期の観測を組み合わせることもより厳しい制限を得る助けになる。

構造形成でのバリオン成分の影響

現在の標準的な宇宙の構造形成のシナリオでは、宇宙初期に非常に小さかった密度ゆらぎが重力成長により 進化し、多様な構造(銀河団、銀河、星団等)を作ったと考えられている。様々な宇宙論的観測(CMB、銀河 サーベイ、弱い重力レンズ、銀河団の数分布、Lya 雲等)により、密度ゆらぎはホライズンスケール(10 Gpc 程度)から1 Mpc 程度まで測られている [1]。密度ゆらぎの非線形成長を追う際には、通常 N 体数値シミュ レーションが用いられる。近年は、バリオン成分(星やガス)も取り入れた高精度の宇宙論的な数値計算が活 発に研究されている。ダークマターのみの場合、重力進化のみを追えば十分だったが、バリオン成分も考慮す ると様々な天体物理過程(星や銀河形成、輻射輸送、超新星爆発やAGNからの輻射、ガスによる冷却等)も 加わるため、計算が非常に複雑になる。大まかにはバリオンガスが冷却を伴うため、小スケール(約100 kpc 以下)でのゆらぎの成長を何桁も促進する。しかし近年、AGNフィードバックにより、中間スケール(1 Mpc 前後)でむしろゆらぎの成長が抑制されることが示唆されている[62;64]。現在の大規模構造の観測(弱い重力 レンズや銀河団の質量分布)を理論モデルと比較する際にも、これらのバリオン成分の効果が考慮され始めて いる。そのため、2020年代の大規模構造の観測では、バリオン成分が重要になることは間違いない。しかし、 バリオン入りの数値計算はモデルに強く依存するため、銀河、AGNの観測的研究と連携し、さらなる研究を 進めていく必要があるだろう。

強い重力レンズで探る小質量サブハロー

観測者、遠方のクエーサー、また手前の銀河が視線方向にほぼ一直線上に並ぶとき、重力レンズ効果により 多重像を作ることがある。この際、銀河の密度分布をモデル化することにより、像の位置は再現出来るが、明 るさの比は再現出来ない問題が知られている(明るさの比の異常問題)。これまで、この問題の原因はレンズ銀 河内のサブハロー(10⁹ 太陽質量程度)による重力レンズ効果だと考えられてきた [34]。しかし、近年の高分 解能の N 体数値計算によると、ハロー内部にこの問題を説明出来るほど十分多数のサブハローが存在しない ことが示唆されてきた [68]。ただ N 体計算で再現されたハローと、現実の銀河には質量等の違いがあり、現実 の銀河をどうモデル化するかなど、まだ不定性がある。また、これとは別に視線方向に存在するハローによる 重力レンズでも異常問題を説明できる可能性が指摘されている [25]。中間赤外線帯ではクエーサーのサイズが 比較的大きい(100 pc 程度)ため、星によるマイクロレンズを受けず、またダストの吸収も無視できるため、 これら小ハロー(10⁸⁻⁹ 太陽質量)の探査に非常に適している [9]。将来的に中間赤外線帯でのクエーサーの重 力レンズ多重像が多数見つかれば、サブハローや視線方向のハローに関する知見が得られると期待される。

また点源ではなく広がった銀河の強い重力レンズ現象によってもサブハローの性質を調べることができる [63]。 この方法では、重力レンズを受けた背景銀河の輝度分布のゆがみを利用してサブハローを検出するため、背景 銀河がクランピーかつ複雑な構造を持っている場合に効果的である。従って面分光観測により銀河複数像の速 度場を測定することによりサブハロー検出効率が飛躍的に増大する [20]。この方法もクエーサー重力レンズと 相補的な小ハロー(10⁸⁻⁹太陽質量)の探査方法であり、2020年代には重要なアプローチとなるであろう。

いずれの方法も、将来の大口径望遠鏡が稼働を開始することでその応用の大幅な進展が見込める。一つには これらの観測は主に光赤外観測の空間分解能で制限されているが、大口径の実現により回折限界も改善されよ り高空間分解能観測が可能になる。また中間赤外線帯の観測や高*S/N*の面分光観測では集光力も問題になる が、これも大口径を実現することで克服が可能である。これら極小スケールのクラスタリングの特性は、原始 パワースペクトルの形状、CDMの素粒子的な性質(質量、熱速度など)に強く依存する可能性があり、将来 観測で探求すべき研究テーマである。

銀河・ダークマターハロー関係

現象論的に銀河形成を考慮し、銀河サーベイの模擬カタログを構築する有効な手段が、N体シミュレーションにおけるダークマターハローの分布と観測対象の銀河の対応関係を現象論的に探る、Halo Occupation Distribution (HOD) 法や Subhalo Abundance Matching (SHAM) 法である。HOD 法は、銀河のホストハローにおける中心 (central) 銀河と衛星 (satellite) 銀河の統計的な平均個数をホストハローの質量の関数として与え、その関数におけるフリーパラメータを小スケール (典型的には $\mathcal{O}[0.1-1 \mathrm{Mpc}]$) の銀河クラスタリング分布で決定するという方法である。これは典型的なハローのビリアル半径が $\mathcal{O}(1 \mathrm{Mpc})$ 程度であり、このようなスケール以下ではハロー内部のクラスタリング分布を反映する (いわゆる、ハローモデルにおける1 ハロー項、英語では one-halo term) からである [11]。HOD 法の便利な点は、ハローの質量関数や質量プロファイルさえ与



図 3.8: [36; 37] における SDSS CMASS 星質量サブサンプル ($11.10 < \log(M_*/h_{70}^{-2}M_{\odot}) < 12.00$) の 2 点相関関数 (左上)、重力レンズ効果 (左下)、及びこれらの信号から得られた HOD(右)。青実線はすべての CMASS 銀河の HOD、緑実線は LRG の HOD、緑点線は LRG の HOD を CMASS の赤方偏移にシフトしたものである。

えられれば、ハローモデルに基づいて、宇宙論パラメータと HOD パラメータを同時に考慮した解析を行うこ とができることである。

最近の HOD 法の有効な活用例として、銀河のクラスタリンング分布と弱い重力レンズ効果を組み合わせて 宇宙論パラメータと HOD パラメータを同時に制限した研究がある [36; 37]。図 3.8 では、HOD 法と ACDM 構 造形成モデルを仮定し、SDSS-III/BOSS CMASS 銀河の 2 点相関関数と弱い重力レンズ効果の信号の測定結 果を再現した結果を示している。このように、弱い重力レンズ効果の測定から、分光銀河をホストするハロー の質量を制限することで、分光銀河の 2 点相関関数の振幅における宇宙論パラメータと銀河バイアスの縮退を 解くことが可能となる。

HOD を利用した FoG 効果や速度バイアスに関する研究についても触れておこう。もし中心銀河がハローの 中心からずれた位置にいると、中心銀河の固有運動が FoG 効果に寄与する。SDSS LRG サンプルにおけるこ の効果を見積もるため、まず文献 [21] では、近接した銀河をグループ化して再構築したハロー分布 [45] に注 目し、重力レンズ現象を利用して、再構築したハロー中心周りの質量分布を詳しく調べることで、中心からの ずれの大きさを推定した。そして赤方偏移空間の銀河分布の非等方性を HOD 法に基づいて解析することで、 FoG 効果の影響を詳しく調べることができ、銀河の速度分散を推定できた [22]。また速度バイアスに関しては、 最近 BOSS CMASS 銀河サンプルにおける小スケールの赤方偏移ゆがみ解析の初の試みがあったが [44; 15]、 速度バイアスに関して、中心銀河、衛星銀河それぞれに対してのハローの定義により異なる結果が得られてい るなどまだまだ議論の余地があり、今後の研究の発展が望まれる。

しかし、最近の研究で指摘されているように、同じホストハローの質量であっても、ハローの形成時期に よってクラスタリングの強さが異なるため(いわゆるアセンブリバイアス、例えば [66])、ホストハロー質量の みの関数形を与えるという意味での HOD 法の限界が指摘されている [73]。そこで SHAM 法では、観測された 銀河の星質量関数(または光度関数)を出発点とし、"明るい銀河ほど重いハローに存在する"という考えのもと で N 体シミュレーションのサブハローに直接観測された銀河を割り当てていくが、この際に星質量・ハロー 質量の間にある程度の不定性(scatter)を導入することで、アセンブリバイアスを自然な形で取り入れること ができる [5]。さらに最近、Subhalo age matching と呼ばれる、"同じ明るさの銀河では、赤い銀河ほどより古 いハローに存在する"という方法で銀河を再割り当てすることでアセンブリバイアスを取り入れる方法が提唱



図 3.9: 星形成銀河を背景光源として用い、銀河間中性水素ガスの3次元分布を復元した結果 (文献 [30] から 引用 (掲載許可取得済み))。

され、少なくとも SDSS メイン銀河サンプルにおける赤・青色の銀河の銀河クラスタリングと弱い重力レンズ 効果をよく説明している [18]。一方で abundance and age matching 法では、宇宙論パラメータを固定した *N* 体シミュレーションのサブハローカタログに頼らざるを得ず、HOD 法のように、銀河バイアスと宇宙論パラ メータの不定性を同時に考慮に入れるのは難しいのが課題である。

以上をまとめると、銀河バイアスを理解するために銀河・ハロー関係をモデル化する有効的手法はいくつか の方法があるものの一長一短であり、未だ発展途上の段階と言える。したがって 2020 年代には、より統一的な 銀河・ハロー関係モデルの確立にむけて、大規模な光赤外観測によって宇宙の異なる時期・タイプの銀河サー ベイが遂行されるべきであろう。どの有効的手法であれ、星質量関数 (または光度関数)、銀河クラスタリング 分布、弱い重力レンズ効果など、観測から得られる様々な統計量のスケール依存性や星質量・色など銀河の性 質依存性の詳細を同時に説明することで正当化されるので、まずはこれら統計量を精密に測定するような観測 戦略が重要であろう。SDSS で得た教訓を例にとれば、CMASS 銀河の複雑な選択効果を理解するためには、よ り深い観測で得られた complete な銀河サンプルがたとえ狭い観測領域であっても重要であった [48]。また小 スケールの相関関数から 1 ハロー項 (one-halo term) の情報を高い信頼度で取り出すには、ファイバー衝突問 題を考慮する必要があった [44]。これらの教訓を念頭に置いた上で、銀河・ハロー関係の理論的・観測的研究 が進み、銀河バイアス問題の解放に向けた方法論が発展することを期待したい。

吸収線系の物理

吸収線系の物理の研究も今後大きく進展するだろう。これは、HSC と PFS をはじめとする 8m 級あるいは 宇宙望遠鏡の超広視野撮像カメラ、多天体分光装置を用いた広天域銀河サーベイが今後行われ、銀河形成の激 動期の z ~ 3 の大量の銀河・クエーサーの撮像、分光データが得られるからである。銀河間に分布する中性水 素ガスあるいは MgII などの金属雲は、これから星形成を通し銀河形成に使われる材料 (ガス雲)、あるいは銀 河風アウトフローによって銀河からはき出されたガスであり、銀河形成の現場をまるで影絵のように写し出す、 重要な観測対象である。

宇宙論的には、Lya 宇宙論の不定性を除去するために、上記の吸収線系の研究が重要になるだろう。Lya 宇 宙の最大の不定性は、銀河間の中性水素ガスの物理状態である。大規模構造における中性水素ガスの分布は、 バリオンの分布のみならず、ダークマターの分布、紫外線背景放射、あるいは近接の銀河・クエーサーからの 紫外線光など様々な物理に依存する。例えば、ダークマターが密集する領域であっても、紫外線光が強い領域 であれば、Lya 雲の分布は必ずしも密度が高い領域になるわけではない。つまり、この場合は、Lya 雲のバイ アスが負になる領域になる可能性がある。現在の理論モデルは、単純なガス物理、輻射輸送の物理過程を仮定 した、現象論的な数値シミュレーションに基づいており、満足できる精度に達しているとは言えない。このた め、観測的にこの不定性を理解することが最善であろう。それでも重要な最近の進展は、Lya 雲のパワースペ クトルからバリオン振動スケールが測定されたことである [54]。これは Lyα のクラスタリング解析が、精密宇 宙論の新たな手法になり得る結果と認識されている。しかしながら、上記の不定性により、そのパワースペク トルの振幅の情報を使うことは未だできていない。

このため将来のサーベイに期待されるのは、少なくとも数十平方度以上の天域(理想的には幾つかの領域) について、深い銀河・クエーサー分光サーベイを行い、トモグラフィー手法を用い、銀河間ガスの3次元分布 を復元することである。銀河のSEDが良く理解されれば、銀河を背景光源として用い、手前の銀河間ガスを 調べることも可能になるだろう。最近、その先行研究がなされ大きな注目を集めている[30]。深いサーベイを 行うことにより、高い個数密度で背景銀河をマッピングし、影絵として探る吸収線系を十分な個数密度で検出 できることになり、より高い空間分解能で銀河間ガスの3次元分布を復元することができる。これを実行する ためには、背景銀河のSEDを各波長要素で十分なS/Nで検出することになる。例えば、数 Mpc の空間分解 能で銀河間ガスの分布を復元するためには、 $g \sim 24$ 等級までの銀河あるいはクエーサーを分光し、その吸収線 系を用いる必要がある。すばる PFS でこの深さを達成するためには、オンソースで2時間以上の露出時間が 必要になる。しかし PFS の集光力、視野、同時多天体分光能力を発揮すれば、約数十晩のすばる夜数でこの サーベイを行うことができる。さらに、この中性水素ガスと銀河あるいは金属雲の相関を調べることで、*S*角 的に銀河形成の現場を探ることが可能になるだろう。これらの研究を宇宙論研究にフィードバックすることで、 Lya宇宙論の不定性を除去し、新たな宇宙論研究を展開できる可能性がある。

さらに Lya 雲を高精度に測定し、大統計が達成できれば、微細構造定数の時間進化および空間的な変化を 探ることが可能である。もしこの信号が発見されれば、物理定数の起源の説明も試みている超弦理論などに強 い示唆を与えることは間違いなく、ブレークスルーの可能性を秘めている。

3.2.6 将来計画の仕様

20世紀の宇宙論の飛躍的な進展を引き継ぎ、21世紀の宇宙論は黄金時代と言える。しかし、これまで述べて きたように挑むべきテーマは、宇宙の加速膨張の起源、ダークマター、ダークエネルギーの性質、インフレー ションのテスト、非線形構造形成の物理の理解という難解な問題ばかりである。これらの問題の究明には、宇 宙観測が最善の方法であり、これがまさに世界中で大規模な宇宙論サーベイが稼働中あるいは計画されている 理由である。また、宇宙の大規模構造の基本構成要素が銀河という事実から、光赤外の観測も主要な役割を果 たすことが期待される。2dF、SDSS が契機となり、サーベイデータによる大統計の天文学、宇宙論が大きく発 展したが、この潮流は今後も続くだろう。この流れを引き継ぐのが、まず口径 8.2m のすばる望遠鏡の HSC、 PFS であり、あるいは 4m 級の占有望遠鏡による広天域の撮像、分光サーベイである。究極的には、2020 年代 に始まる、有効口径 6.5m の占有望遠鏡による広天域の撮像、分光サーベイである。究極的には、2020 年代 に始まる、有効口径 6.5m の占有望遠鏡による広天域の制度、分光サーベイである。空極的には、2020 年代 に始まる。2030 年代までに現宇宙論問題が残っているかは自明ではないが、2020 年代は極めて重要なター ニングポイントになると考えられる。また、同時期に、X 線の全天サーベイ、CMB の全天サーベイあるいは 地上からの高角度分解能、高精度の占有望遠鏡による広天域サーベイが計画されており、これらのサーベイと の相乗的、多角的な宇宙論研究も展開できるだろう。

この章では、広天域の銀河の撮像・分光サーベイによる銀河クラスタリング解析、重力レンズ効果、吸収線 系の精密測定を議論した。また、30 m級の望遠鏡による宇宙膨張の直接検出の可能性や小スケール密度ゆらぎ の研究も議論した。以下の表にまとめられた装置仕様のように、これらの研究に必要なサーベイ観測は多くの 場合共通であり、基本的にはより広い天域、より高赤方偏移までカバーする撮像・分光サーベイを進めてくこ とが求められる。また、重力レンズ効果の精密な測定のために、地上望遠鏡では良好のシーイング条件、ある いは大気の影響を受けないスペースからの撮像サーベイが必要になる。多色フィルターの撮像データは、分光 サーベイに必要な分光ターゲット銀河の選定にも有効である。2020年代に特に重要になるのが、z>1の高赤 方偏移のフロンティアを推し進めることであろう。これには、2010年代のサーベイで近傍宇宙がほぼサーベイ し尽くされるという理由もあるが、より重要なのは高赤方偏移では密度ゆらぎの非線形性やバリオン成分の影 響などの不定性が相対的に小さく、従って理論の不定性が小さくよりロバストな宇宙論の制限が得られること である。また宇宙の曲率やニュートリノ質量のような 2020 年代に面白いテーマのいくつかにおいては高赤方 偏移の観測が強い制限を得る上で本質的である。最後に、様々なシナジーの観点から広天域撮像・分光サーベ イについては、同じ天域について観測することが望ましい。

望遠鏡形態	口径	観測モード	天域	波長範囲	波長分解能	視野	空間分解能
地上	$\sim 8 {\rm m}$	撮像	>10000 平方度	可視–近赤外	多色フィルター	> 1 平方度	$\rm FWHM \sim 0\rlap.''7$
スペース	$\sim 2 m$	撮像	>10000 平方度	可視近赤外	多色フィルター	> 1 平方度	$\rm FWHM \sim 0\rlap.''1$

表 3.1: 具体的テーマと必要な将来装置の関係

望遠鏡形態	口径	観測モード	天域	波長範囲	波長分解能	視野	空間分解能
地上	$\sim 8 {\rm m}$	分光	>10000 平方度	可視–近赤外	$R\sim 1000$	> 1 平方度	$\rm FWHM \sim 0\rlap.''7$
スペース	$\sim 2m$	分光	>10000 平方度	可視近赤外	$R\sim$ 数 100	> 1 平方度	$\rm FWHM \sim 0\rlap.''1$

望遠鏡形態	口径	観測モード	波長範囲	波長分解能	視野	空間分解能	
地上望遠鏡+高分散分光器	>30m	分光	可視	$R \stackrel{>}{_\sim} 10000$	—		
地上望遠鏡+面分光	>30m	分光	可視、近赤外	$R\sim 1000$		$\rm FWHM < 0\rlap.''1$	

3.2.7 班員構成、担当

氏名	所属	主な担当章節
高田 昌広	カプリ数物連携宇宙研究機構(班長)	$\S 3.2, \S 3.2.2, \S 3.2.4, \S 3.2.5$
大栗 真宗	東京大学/カブリ IPMU(兼班長)	$\S~3.2,~\S~3.2.3,~\S~3.2.4,~\S~3.2.5$
奥村 哲平	カブリ IPMU	§ 3.2.3
斎藤 俊	カプリ IPMU	$\S 3.2.5$
鮫島 寛明	京都産業大学	§ 3.2.3
高橋 龍一	弘前大学	$\S 3.2.5$
樽家 篤史	京都大学	$\S 3.2.3, \S 3.2.5$
浜名 崇	国立天文台	§ 3.2.3
日影 千秋	名古屋大学	$\S 3.2.5$
宮武 広直	カブリ IPMU/プリンストン大学	$\S 3.2.5$

参考文献

[1] 二間瀬敏史、池内了、千葉柾司(編),シリーズ現代の天文学3 宇宙論 II-宇宙の進化,日本評論社

- [2] Alcock, C., & Paczyński, B. 1979, Nature, 281, 358
- $[3]\,$ Anderson, L., et al. 2014, MNRAS, 441, 24
- [4] Aubourg, É., et al. 2014, arXiv:1411.1074
- $[5]\,$ Behroozi, P., et al. 2010, ApJ, 717, 379
- $[6]\,$ Bentz, M. C., et al. 2013, ApJ, 767, 149
- [7] Blandford, R. D., & McKee, C. F. 1982, ApJ, 255, 419
- [8] Chelouche, D., et al. 2014, ApJ, 785, 140

- [9] Chiba, M., et al. 2005, ApJ, 627, 53
- [10] Cole, S., et al. 2005, MNRAS, 362, 505
- [11] Cooray, S., & Sheth. R. 2002, Phys. Rep., 372, 1
- [12] Czerny, B., et al. 2013, A&A, 556, 97
- [13] Dalal, N., et al. 2008, Phys. Rev. D, 77, 123514
- [14] Eisenstein, D., et al. 2005, ApJ, 633, 560
- [15] Guo, H., et al. 2015, MNRAS, 446, 578
- [16] Guth, A. H., & Nomura, Y., Phys. Rev. D, 86, 023534
- [17] Hand, N., et al. 2012, PRL, 109, 041101
- [18] Hearin, A., et al. 2014, MNRAS. 444, 729
- [19] Heymans, C., et al. 2012, MNRAS, 427, 146
- [20] Hezaveh, Y., et al. 2013, ApJ, 767, 9
- [21] Hikage, C., et al. 2012, MNRAS, 419, 3457
- [22] Hikage, C., & Yamamoto, K. 2013, JCAP, 8, 19
- [23] Hönig, S. F. 2014, ApJL, 784, L4
- [24] Hu, W. 1999, ApJ, 522, L21
- [25] Inoue, K. T., & Takahashi, R. 2012, MNRAS, 426, 2978
- [26] Kaiser, N. 1987, MNRAS, 227, 1
- [27] King, A. L., et al. 2014, MNRAS, 441, 3454
- [28] King, A. L., et al. 2015, arXiv:1504.03031
- [29] Koshida, S., et al. 2014, ApJ, 788, 159
- [30] Lee, K.-G., et al. 2014, ApJ, 795, L12
- [31] Levi, M., et al. 2013, arXiv:1308.0847
- [32] Liske, J., et al. 2008, MNRAS, 386, 192
- [33] Mangilli, A., et al. 2010, JCAP, 10, 9
- [34] Mao, S., & Schneider, P. 1998, MNRAS, 295, 587
- [35] McDonald, P., & Seljak, U. 2009, JCAP, 10, 007
- [36] Miyatake, H., et al. 2015, ApJ, 806, 1
- [37] More, S., et al. 2015, ApJ, 806., 2
- [38] Newman, J. A., et al. 2015, Astroparticle Physics, 63, 81
- [39] Oguri, M., & Takada, M. 2011, Phys. Rev. D, 83, 023008
- [40] Okumura, T., et al. 2014, JCAP, 5, 003
- [41] Okumura, T., et al. FastSound team, 2015, in preparation
- [42] Planck Collaboration, arXiv:1502.01589
- [43] Planck Collaboration, arXiv:1502.01592
- [44] Reid, B., et al. 2014, MNRAS, 444, 476
- [45] Reid, B., et al. 2010, MNRAS, 404, 60
- [46] Reyes, R., et al. 2010, Nature, 464, 256
- [47] Saito, S., et al. 2014, Phys. Rev. D, 90, 123522
- [48] Saito, S., et al. 2015, in preparation
- [49] Saito, S., et al. 2009, Phys. Rev. D, 80, 083528
- [50] Samushia, L. et al. 2014, MNRAS, 439, 3504
- [51] Seljak, U. 2009, Phys. Rev. Lett. 102, 021302
- [52] Shen, Y., et al. 2015, ApJS, 216, 4
- [53] Simpson, F., et al. 2013, MNRAS, 429, 2249
- [54] Slosar, A., et al. 2013, JCAP, 4, 026

- [55] Sunyaev, R., & Zeldovich, B. 1980, MNRAS, 190, 413
- [56] Suyama, T., & Yamaguchi, M. 2008, Phys. Rev. D, 77, 023505
- [57] Takada, M., et al. 2006, Phys. Rev. D, 73, 083520
- [58] Takada, M., et al. 2014, PASJ, 66, R1
- [59] Takada, M., & Doré, O., 2015, Phys. Rev. D, 92, 123518
- [60] Taruya, A., et al. 2012, Phys. Rev. D, 86, 103528
- [61] Taruya, A., et al. 2013, Phys. Rev. D, 87, 083509
- [62] van Daalen, M. P., et al. 2011, MNRAS, 415, 3649
- [63] Vegetti, S., et al. 2012, Nature, 481, 341
- [64] Vogelsberger, M., et al. 2014, Nature, 509, 177
- [65] Watson, D., et al. 2011, ApJL, 740, L49
- [66] Wechsler, R., et al. 2006, ApJ, 652, 71
- [67] Weinberg, D., et al. 2013, Phys. Rep., 530, 87
- [68] Xu, D., et al. 2015, MNRAS, 447, 3189
- [69] Yamauchi, D., et al. 2014, Phys. Rev. D, 90, 083520
- [70] Yoshii, Y., et al. 2014, ApJL, 784, L11
- [71] Yoshii, Y. 2002, New Trends in Theoretical and Observational Cosmology, Proc. of the 5th RESCEU Symposium, ed. K. Sato and T. Shiromizu (Tokyo: Universal Academy Press), p.235
- [72] Zhang, P., et al. 2008, Phys. Rev. D, 99, 141302
- [73] Zentner, A., et al. 2014, MNRAS, 443, 3044

3.3 巨大ブラックホールと活動銀河核

3.3.1 検討結果の要旨と必要観測仕様のまとめ

成長した銀河の中心には質量 $10^{6-9}M_{\odot}$ 級の巨大ブラックホール (BH) がほぼ必ず存在し、それらが母銀河の進化にただならぬ影響を与えたらしいという近年の一連の研究成果は、天文学全体におけるこの分野の重要性をますます高めつつある。一方で巨大 BH の成長期を示すとされる活動銀河核(その高光度種族であるクエーサーを含む)は、銀河とともに系外宇宙を彩る主要な天体・放射現象の1つであり、活発な観測・研究の対象となってきたにも関わらず、その性質・内部構造について多くが未解明と言わねばならない。巨大 BH の誕生と進化、活動銀河核の正体と発現・消失、それらが銀河宇宙の中で果たした役割を紐解き、統一的に理解することが、2020 年代にかけて我々に課せられた使命であろう。そのために必要な各研究課題は次節以降に詳述するが、そのうち特に優先的に取り組むべき課題2つをここに掲げる。

1 宇宙論的スケールに渡る巨大 BH の全貌探査

巨大 BH の存在は、現在観測可能な宇宙のほぼ全域 (赤方偏移 0 < z < 7) に渡って確認されている。そ れらがいつ、どこで、どのようにして生まれ、どのように現在の姿に至ったのかという進化の道筋を明 白に描き出すことが、2020年代の最重要課題の1つとなるだろう。そのためには広域かつ深い撮像・分 光探査観測を実施し、多様な巨大 BH / 活動銀河核を余さず検出・調査することが求められる。すばる 望遠鏡は特にこの目的に適しており、すでに開始されている HSC での広域撮像探査と合わせて、開発中 の多天体分光器 PFS による同規模の追分光探査が不可欠である。また地上からの可視光観測では届かな いような遠方、z = 7を超える巨大 BH を本格的に探査するために、近赤外線波長帯で深く広域の探査観 測を実現するようなスペース計画を推進したい。これら地上・スペースの探査で見出される巨大 BH 及 び候補天体のうち、とりわけ質量・成長率・活動銀河核光度が低い天体については、TMT など 30m 級 望遠鏡による完全な追観測を行うことが必須である。ただし可視光・近赤外線は塵に対する透過力が弱 いため、母銀河と共に活発に成長しているような BH 進化期を選択的に見落とす可能性があることは強 く認識すべきである。そのため上記と合わせて、Athena や SPICA などによる X 線、中間・遠赤外線波 長での広域探査観測を実現させることが強く望まれる。一方で巨大 BH だけでなく、その形成途上と考 えられる中間質量 BH を近傍宇宙に探索し、詳細研究を行うことも欠かせない。30m 級望遠鏡による銀 河・星団中心の運動学測定と並行して、TAO や京大 3.8m 望遠鏡など大学望遠鏡の観測時間を十分に投 資し、光度時間変動を活用した系統的な探査を遂行すべきと考える。

2 母銀河との共進化に関わる物理の解明

巨大 BH の重力圏は母銀河に比べてはるかに小さいにも関わらず、両者が何らかの相互作用のもとに「共 進化」した痕跡とされる観測事実が、いくつか報告されている。近傍宇宙における巨大 BH と母銀河バ ルジとの質量相関、また銀河星質量関数の大質量側での急激な落ち込みなどである。共進化という現象 は本当に存在するのか、どれほど普遍的であり、それを駆動する物理は何であり、いつ、どのように進行 したのかを解明する事は、巨大 BH のみならず銀河形成史全体を理解する上で避けては通れない。まず 直近の最重要課題の1つは、両者の間に見られる驚くほど強い質量相関について、その起源と変遷を解 き明かすことであろう。赤方偏移に沿って多様な巨大 BH と母銀河を見出し、それらの種々の物理量に ついて精密測定を行う必要がある。特に基本となる質量の測定については、TMT など 30m 級望遠鏡の 高い空間分解能と集光力が不可欠である。また質量の時間微分に対応する両者の成長率、すなわち活動 銀河核光度および星形成率についても調査を行い、相互依存関係を明らかにしたい。その系統的測定の ためには、Athena や SPICA などの X 線および遠赤外線衛星の実現が必須である。母銀河と共に活発に 成長する巨大 BH は塵に埋もれている割合が高く、そのような現場を探索・発見する上でもこれらの衛 星が重要な役割を果たすだろう。

3.3.2 科学的背景

'過去 20−30 年間の天文学研究が成し遂げた最も輝かしい成果の1つは、巨大ブラックホール(BH)とその母 銀河に関する理解の飛躍的進歩であろう。1980 年代半ばに始まった一連の観測 ([96; 55] など) によって、近傍 銀河中心に存在する巨大 BH がその重力圏測定によって検出され、同様の手法による検出は 100 天体近くに達 している。統計的な研究も可能となり、ある程度成長した銀河バルジはほぼ必ず巨大 BH を宿すこと、両者の 間に強い質量相関があることも明らかにされた([62;56]など)。これら2つの天体種族が何らかの形で足並み をそろえて進化することが広く認識され、「共進化」と呼ばれるこの現象の背後にある物理プロセスを巡って、 現在も活発な議論が交わされている。巨大 BH の誕生と成長過程に関しても、SDSS、CFHTLS などの撮像サー ベイに基づく大規模な遠方クエーサー探査が実施され、赤方偏移 z=6を越える天体の発見が 2000 年以降に |相次いだ ([20; 107] など)。その多くは $10^8-10^9 M_\odot$ を越える推定 BH 質量を持ち、初代星の死からわずかな 宇宙年齢の間にこれほどの成長を遂げることは一般に困難なことから、ガスの直接崩壊など特異な BH 誕生シ ナリオが注目を集めている。また宇宙史に渡るそれらの成長期には、クエーサーを含む活動銀河核の発現をほ ぼ必ず伴うと考えられる ([91; 63] など)。発見以来の継続的な研究から、活動銀河核は巨大 BH を中心として、 引き寄せられた物質が形作る降着円盤、その外側に広がる電離ガス領域、分子・塵遮蔽体(トーラス)、さら にジェットなどが階層状に連なる特徴的な構造を持つことが今では広く知られている。それら各階層の詳細な 調査を行う上で、特に口径4-8m級の地上大望遠鏡の登場、SDSSをはじめとする大規模な分光サーベイ、ス ペース機器等による赤外線観測能力の飛躍的向上などは大きなインパクトを持つものであった。

我々はこれら過去の研究を通じて、「巨大BHと活動銀河核、それらを宿す銀河の間には深く分ち難い関係 性があり、それらを統一的に理解しなければならない」ことを認識し始めている。わが国はこの分野に多くの 優れた研究者を擁しており、この統一的理解への目的意識を共有しながら、それぞれが基礎となる研究課題に 取り組んで行く必要があるだろう。 巨大 BH 成長過程の解明のためには活動銀河核の諸構造(§3.3.3)を理解 することが欠かせない。巨大 BH は正確にどれだけの質量を持つのか? 降着円盤付近を起源として吸収線系と して観測されるような流出(アウトフロー)物質は、どのような構造と性質を持ち、周囲にどのような影響を 与えるのか? 電離ガス領域はどのような物理状態にあるのか? 分子・塵遮蔽体(トーラス)はどのような空 間構造を持つのか、しばしば言われるように降着円盤への物質供給に重要な役割を果たしているのか?時に母 銀河をはるかに越える空間スケールにまで達するジェットは、どのような起源と性質を持つのか?また「共進 化」問題を解決し、銀河進化を全て矛盾なく説明する究極の理論モデルを手に入れるためには、巨大BHと母 銀河との関わり(§3.3.4)を宇宙論的スケールに渡って解明することが求められる。活動銀河核現象は母銀河 の成長とどのような相互関係にあるのか? 巨大 BH と銀河バルジの相関関係は、宇宙史の中でいつ形作られ、 どのように変遷してきたのか?両者の成長材料となるはずの銀河星間物質は、活動銀河核のどのような影響下 にあるのか、いわゆる活動銀河核フィードバックと呼ばれるプロセスは普遍的に存在するのか? 巨大 BH の最 も活発な成長はどの銀河で起こるのか、いくつかの理論モデルが予言するように、その現場は塵に埋もれてい るのか? そして銀河進化と並び、この宇宙全体を理解する上での根源的な課題となるのが巨大 BH の宇宙論 的進化 (§3.3.5) である。巨大 BH はいつ、どこで、どのような種 (たね) として誕生したのか? ゼロ金属量 クエーサーは存在するか? 大質量星の死と巨大 BH の間を結ぶ中間質量 BH は、(どこにどれだけ)存在する のか? 巨大 BH 質量とその成長率は、宇宙史を通じてどのように変遷してきたのか? 星の潮汐破壊などを通じ た突発的な巨大 BH 活性化は、どれくらいの頻度で発生し、そのとき近傍領域では何が起こるのか?

これらの問いへの答えを模索しながら、巨大 BH の誕生と進化、活動銀河核の正体と発現・消失、それら が銀河宇宙の中で果たした役割を紐解き、統一的に理解することが、今後この分野が進むべき方向となるだろ う。そのため直近の未来となる 2020 年代に、我々はどのような観測装置を手に何を目指すべきか、以下に詳 述する。

3.3.3 活動銀河核の諸構造

巨大ブラックホールの質量

活動銀河核の構造理解において、そのエネルギー源である巨大 ブラックホール(BH)の特性を理解することは非常に重要である。 特にBH質量はその活動性を支配する主要な物理量であり、巨大 BHの成長や銀河との共進化といった現代天文学における重要課 題を解き明かす鍵でもあるため、宇宙史の様々な時代にある巨大 BHに対して精度良く質量測定を行うことは必要不可欠である。

BH 質量測定において現在最も確かな方法は、周囲の星やガス の力学的運動を調べることである。しかしこの方法は銀河中心数 pc 領域を空間的に分解する必要があるため、10m 望遠鏡を用いた 場合でも、50Mpc 程度の距離にある比較的大きな静穏銀河の測定 が限界である(図 3.10; [109] 参照)。観測装置としては波長分解 能 $R \sim 1000 - 10000$ の分光装置があれば十分だが、より遠方の 低質量天体に対して測定を行うためには、より大型の望遠鏡と補 償光学装置を用いた高空間分解能分光観測が必要となる。図 3.10 に示すように、現状では届かない 20Mpc 以遠の $10^8 M_{\odot}$ を下回る ような BH 質量も、30m 望遠鏡によって測定可能になると期待さ れる。特筆すべきは、これまで反響マッピング(RM)というよ り間接的な手法でしか得られなかった近傍活動銀河核(図の青丸) の BH 質量が、力学的測定によって得られるようになる点である。 RM 法は活動銀河核の降着円盤と広輝線領域(BLR)それぞれか



図 3.10: 力学的 BH 質量測定限界。実線 は 10m 望遠鏡の H バンド、破線と点線 は 30m 望遠鏡の H バンドと J バンドで 到達可能な下限値。中抜き赤丸は力学的 BH 質量測定が行われた静穏銀河、青丸 は RM 質量測定が行われた活動銀河核。

らの放射の強度変動応答(時間的遅延)を利用して BLR サイズを見積もる手法であり、これと輝線の速度幅 から得られるガスの運動を組み合わせることで、BH 質量を求めることができる(ガスのビリアル運動を仮定 する)。RM 法の最も大きな不定性の一つは、近傍静穏銀河が示す BH-バルジ質量相関が非近傍の活動銀河核 でも成り立つと仮定することで、BH 質量の較正を行っている点にある。30m 望遠鏡を用いた活動銀河核の力 学的 BH 質量測定によって、この仮定に頼ることの無いより確かな RM 法の較正が可能となる。また BLR 起 源の広輝線を示す1型(非遮蔽型)だけでなく、これまで質量測定が不可能であった2型(遮蔽型;狭輝線の みを示す種族)活動銀河核の BH に対して力学的手法を適応できるようになることも、重要である。

さらに遠方では、精度良いモニタ観測が求められる RM 法に代わり、シングルエポック(SE)法による BH 質量測定が主流となる。SE 法とは、RM 法で構築された BLR サイズ–活動銀河核光度間の相関関係を利用し て、一度の分光観測で得られる光度と輝線速度幅から BH 質量を推定する手法である。赤方偏移 z < 0.7 では RM 法によって良く較正されている水素バルマー輝線が用いられるが、さらに遠方では可視観測可能な Mg II や CIV の輝線から BH 質量を推定する。その際、低赤方偏移におけるバルマー輝線の RM 質量測定から架け 渡し的に較正がなされている。また遠方ほど高光度天体にバイアスがかかることも、この較正に不定性を生ん でいる。これらの不定性を取り除くためには、中小口径の専用望遠鏡を用いた遠方天体の RM 観測、また大型 望遠鏡の大規模サーベイによる低光度活動銀河核サンプルの構築が鍵になるだろう。

降着円盤アウトフローの構造と起源、および周囲への影響

巨大 BH 周辺に形成される降着円盤では、大量のガスが BH へ降着する一方、輻射圧や磁気遠心力によっ て一部のガスが外向きに噴出すると考えられる(アウトフロー)。このアウトフローは、星間ガスへのエネル ギー・運動量の注入や物質の循環を通じて母銀河の進化に甚大な影響を与える可能性がある。また降着円盤か ら質量や角運動量を運び去ることで、巨大 BH の成長を抑制・促進する効果もある。従ってこのアウトフロー の構造や起源、周辺領域への影響を調べることは極めて重要である。 クエーサーのアウトフローは、線幅の広い BAL [105] をはじめとする可視光(クエーサー静止系では紫外線)吸収線として捉えられてきたが、近年は warm absorber や超高速アウトフロー(UFO) [95] として X 線観 測でも検出されるようになっている。BAL は比較的光源から遠くの低電離ガスが、UFO は光源近傍の高電離 プラズマがそれぞれ作り出していると考えられるが、同一の流れなのか否かは明らかになっていない。いずれ も内部にクランプ構造を持つことが示唆されており [33; 67]、塵トーラス [70] や BLR,狭輝線領域(NLR)のガ ス雲の起源かもしれない [93]。即ち、複雑な活動銀河核の構造形成論を根底から解決する可能性さえある。ア ウトフローを統一的に理解する手法として、以下の事項が 2020 年代の重要なテーマとなるであろう。

1) アウトフロー内部のクランプ構造の検証。これは、BAL に対する高分散分光観測によって可能となる。典型的な柱密度とガス密度 [33] を採用すると、視線方向に対するクランプの総数は ~ 10⁻³d⁻¹ (d [pc] は各クランプの視線方向のサイズ)となり、これが吸収構造の数に対応する。理論的には Rayleigh-Taylor 不安定 [94] や Kelvin-Helmholtz 不安定 [79] がクランプ構造の起源と指摘されているが、吸収線の詳細構造はそのメカニズムを知る上での第一歩でもある。

2) 質量放出率 (\dot{M}) および力学光度 (L_{kin})の光源からの距離依存性の検証。どれだけの質量がどこから噴出し どう広がっていくのか?どれだけのエネルギーがどの地点で星間ガスに注入されるのか?そもそも BAL と UFO は同一のアウトフローなのか否か?アウトフローの噴出から終端に至るまで、全体像をつかむことで根本的な 問題の解明に迫るのである。 \dot{M} や L_{kin} の直接測定は不可能であるが、極めて高い S/N 比のスペクトルから距 離を求め、掩蔽率とあわせて評価する。一例としては、S/N 比 100 以上で多数の吸収線を観測し、光電離モデ ルを用いて光源距離の推定をすれば、線幅の狭い紫外吸収線 (NAL) が、アウトフローによってかき集められ た星間ガスである (即ちアウトフローの終端である) との仮説 [57] を検証できる。

3) アウトフローの加速の直接検出。数年スケールのモニタ観測が頻繁に行われるようになったものの [30]、 アウトフローの放出速度が変動したという報告はほとんどない。速度の測定精度は波長分解能と S/N 比に依存 するが、吸収構造が完全に分解されているアウトフローの場合は後者の影響が顕著になる。また、同時に複数 の吸収線を用いることで測定精度を上げることも可能である [1]。もしアウトフローが重元素のライン吸収によ る輻射加速 [83; 74] であれば、電離状態と加速効率に相関が現れる可能性がある。金属量や光度との相関も見 られるに違いない。一方、磁場加速であれば直接的な相関は現れないであろう。

4) ゼロ金属量のクェーサー。上記 2) や 3) では、高 S/N 比観測と光電離モデルを組み合わせるので、アウト フローの金属量の評価も自動的に可能となる。また、ゼロ金属量の状況であっても中性水素による吸収線の観 測からアウトフローの存在は見出せる。ゼロ金属量下のアウトフローが存在すれば、例えば磁気遠心力など、 ライン吸収以外の加速メカニズムが効いていることがわかる。クエーサーは必ず豊富な金属量を持つのか、始 原環境下のクエーサーも存在するのかを知ることは、巨大 BH の成長と母銀河の進化の問題に直結する。前者 であれば母銀河が、後者であれば巨大 BH が先駆けて成長・進化した可能性が浮上する。高い S/N 比を必要と するが、ぜひとも取り組むべき重要課題の1つである(ゼロ金属量クエーサーについては §3.3.5 も参照)。

電離ガスの構造

降着円盤外側に広がる電離ガス領域は、数 pc から kpc という母銀河に匹敵する空間スケールから狭輝線を 放射する NLR と、それより非常にコンパクトな領域から広輝線を放射し、空間構造を分解して観測すること ができない BLR とに大別される。NLR の構造や物理状態については、活動銀河核が母銀河にどのような影響 を与えるかというフィードバックの観点から関心が持たれているが (§3.3.4 参照)、基本的には単純な高空間分 解能での撮像分光観測により明らかにすることが可能であり、30m 望遠鏡と補償光学を用いた観測によって更 なる理解が 2020 年代に進められると予想される。しかしここでは、より挑戦的ではあるものの、活動銀河核 全体を理解する上で本質的に重要である BLR の構造の研究について注目したい。BLR 中のガス雲の運動は中 心にある巨大 BH の重力で支配されているため、放射する輝線の速度プロファイルと BH 質量には密接な関係 がある。このため一般に遠方の活動銀河核に対しては、広輝線の速度幅を測定し、ガス雲の運動中心距離を推 定するための連続光 (または輝線) 強度と組み合わせることで、BH 質量が推定されている。しかしこの手法は BLR の構造や運動状態 (円盤状か動径方向の運動が支配的か、など) を仮定する必要があり、それらの情報を パラメータ化した f 因子が BH 質量推定の系統誤差を生む最大の要因となっている。この問題を解決するため には BLR の構造と運動状態を観測的に決める必要があるが、BLR を空間的に分解して観測する事は 30m 望 遠鏡を用いても不可能である。以上を踏まえた上で、2020 年代には以下に挙げる 3 つの観測方法によって相補 的に電離ガス構造の研究を進めることが重要になるだろう。

(1) 速度分解反響マッピング観測 BLR の構造を調べる方法として注目されるものの一つに、速度分解反響 マッピング (VRRM) がある。反響マッピング (RM) は連続光と広輝線の時間変動のずれを計測することで BLR のサイズを求める手法であるが、VRRMはそのずれを輝線の速度成分ごとに分解して計測することで、BLR の位置情報と速度情報の縮退を解こうとする手法である。この手法は理論的には詳細に調べられてきており、 様々な運動状態の切り分けが可能であることが示されている ([41; 6] など)。しかし現実には、VRRM に必要 なモニタ観測を遂行するための望遠鏡時間と集光力・波長分解能の全てを満たすことが容易ではなく、これま で十数天体に対して試みられている程度である([15;76;54]など)。これらの先行研究からは、天体によって円 盤運動・アウトフロー・インフローと様々な様子が見られており、BLR の運動が何によって決まっているか判 Mとしない。また示唆されたf因子の値も $10^{-0.7}-10^{+1.7}$ と幅広く誤差も大きいために、BH 質量測定の系統 誤差を改善するための有用な情報となるには至っていない。この状況を改善するためには、示唆される運動の 様子や ƒ 因子の値と巨大 BH 質量・エディントン比・赤方偏移・その他の物理量との関係を統計的に調べる必 要がある。また、どの輝線を使うかによって BLR 中の異なる場所を調べることになることにも注意が必要で ある。そのため、多数の輝線・天体に対して VRRM を行っていくことが極めて重要である。こうした系統的 な VRRM 研究は、TAO や京大 3.8m 望遠鏡など、潤沢な観測時間を投資できる大学望遠鏡によって大きく進 展する可能性がある。特に京大望遠鏡の面分光装置はスリット損失のない分光観測を可能とし、また TAO の SWIMS は遠方天体の近赤外線域での高感度観測と、多天体分光機能による等級参照天体の同時観測を可能に するという点で、共に VRRM を行う上で有利である。各天体に対して少なくとも数日ごとの観測を、短くと も半年程度継続することが必要である。

(2) 光赤外線干渉計観測 一方、より直接的に BLR の構造を空間分解しようというアプローチも考えられる。 光赤外線波長における干渉計を用いて超高空間分解能での観測を行い、BLR を直接分解しようという方法であ る。VLT 4 台を干渉計にした VLTI による最近の試み [77] によると、近傍クエーサー 3C 273 の BLR が少なく とも 0.4 ミリ秒角 (約 1000 光日に相当)までは広がっていることが示されている。更に他の天体に対してこうし た試みを拡げていくには、より基線長の長い干渉計を構築する必要がある。VLTI の最大基線長は 200m である が、より長く 320m まで基線長を取れる新たな光赤外線干渉計として、1.4m 望遠鏡を 10 台用いた Magdalena Ridge 観測所干渉計が建設中である。我が国には現時点で大規模な光赤外線干渉計計画は検討されていないが、 究極の高空間分解能観測を追求するという観点から、2020年代に向けてこうした方向での議論も十分に検討の 余地があるものと考えられる。

(3) 偏光観測 さらに干渉計を用いても分解できないようなスケールの空間構造について探るユニークな手法 として、偏光観測が挙げられる。BLR 中のガス雲は降着円盤からの放射を散乱するため、偏光観測によりその 構造に迫ることができる。近年、可視光で2型セイファート銀河と判別されたものの、X 線では吸収の兆候が 見られない天体が見つかっている([7; 10] など)。これらは BLR が存在しない言わば "真の2型"である可能 性が考えられ、そのような天体が本当に存在するのであれば、活動銀河核の統一的描像や BLR ガスの起源に ついて大きな制限となるだろう。それらの候補天体に本当に BLR が存在しないかどうかを確認するには偏光 観測が必須であり、実際にわずかではあるが、偏光スペクトルにも BLR の兆候が見られない天体の存在が報 告されている[97]。系統的な偏光観測により "真の2型"の素性を明らかにし、BLR の起源に迫ることは 2020 年代の課題といえよう。また偏光観測と関連した話題として、BLR のまわりに存在すると予想されている散乱 体の観測的検証も興味深い。電離ガスから放射される高電離輝線 C IV λ1549 は青方偏移していることが広く 知られる [22] が、これは BLR と塵トーラスの間にインフローをしているガスが存在し、それが BLR からの 輝線を電子散乱していると仮定すると、輝線の観測形状が再現可能だという報告がある [23]。散乱体の質量降 着率は活動銀河核に必要なエネルギーを賄うのに十分であるとされ、その存在が観測的に確認できれば、BH らにその運動を探るには偏光 RM 観測 [24] も必要になるだろう。例えばすばる望遠鏡の分光器 FOCAS では、 波長分解能 $R \sim 1000$ での偏光観測の限界等級は約 17 等であり、輝線の偏光度の速度依存性などを調べること ができるのは 15 等程度の極めて明るい天体のみに限られる。しかし 30m 級望遠鏡では限界等級はおよそ 2 等 深くなり、観測できる天体数は 5 倍以上に増えると予想される。さらにこれまでは極めて明るい天体でしか検 証できなかった偏光現象が、典型的な活動銀河核について初めて検証可能となる点も重要である。

分子・塵遮蔽体 (トーラス)の構造

BLR を取り巻く領域には、塵とガスがドーナツ状に分布する遮蔽体 (塵トーラス)が存在すると考えられており (図 3.11)、可視光波長に広輝 線が見られる 1 型 (非遮蔽型)と見られない 2 型 (遮蔽型)活動銀河核 の存在、2 型天体の分光偏光観測による広輝線の発見といった、多くの観 測事実を自然に説明できる [4]。サイズにして数 pc から数 10pc と考えら れるトーラス中の塵は、降着円盤からの放射によって暖められ、3–30 μ m の波長帯で明るく輝く。実際、地上 8–10m 望遠鏡を用いた中間赤外線 N バンド (10 μ m)や Q バンド (20 μ m)の高空間分解能観測から、銀河中心 にトーラス起源と考えられるコンパクトな赤外線放射の超過が観測され ている [81]。しかし赤方偏移 z = 0.01でもトーラスの見かけのサイズは 0".5 を下回り、中間赤外線での直接撮像観測からその構造詳細を明らか



図 3.11: 活動銀河核に存在す ると考えられている塵トーラス (NASA/CXC/SAO)。

にすることは難しい。これまで中間赤外線スペクトルと再現モデルとの比較から、トーラスのサイズ、立体角、 物質の同径密度分布などの物理量を推定するという間接的な議論は行われてきたが[82]、その不定性は小さく ない。高空間分解能の撮像観測から、より直接的にトーラスの構造を明らかにすることが切望されている。

VLTI 干渉計は N バンドで、非常に高い空間分解能を実現している。近傍天体の観測では、基線長によるフ リンジ変化の様子から塵トーラスが一部空間的に分解され始めたことが示され、放射領域のサイズは数 pc か ら数 10pc 以下であると導出された [98]。しかし波長 10µm の赤外線放射は中心 BH から距離的に近い高温の 塵に支配されており、トーラスの内側を選択的に見ていると考えられる [85]。より低温の塵からの放射を捉え る波長 20µm での観測を行えば、10µm 放射が非常にコンパクトに観測されているのは 1)本当に塵トーラス が小さいからなのか、あるいは 2)中心の高温の塵を見ているためで、本当はもっと外側に広がっているのか、 を区別して、トーラスの真の構造を明らかにできる [85]。低温の塵成分を正確に見積り、トーラスの質量やサ イズを正しく導出することができれば、広く想像されているようにトーラスが中心 BH への質量供給源として 充分な役割を果たせるのか、母銀河からトーラスにどのように物質の流れがつながっているのか、といった問 題に手がかりを与え、活動銀河核の起源の理解に関して大きな進歩が期待される。

Q バンドは地上から観測できるため、口径の小さな赤外線衛星に比べて、より高い空間分解能を達成できる 地上大型望遠鏡の方が研究に適している。特に TMT は計画中の 30m 級望遠鏡の中で最も標高の高い場所に 建設されるため、 20μ m での観測機能が唯一計画されており、トーラスの高空間分解能観測において非常にユ ニークな役割を果たす。期待される分解能 0".13 はz = 0.01 で 20-30pc の空間スケールに対応し、トーラスの 空間構造に関する上記 (1)、(2) の可能性をはっきりと区別することができるだろう。現在の 8m 級望遠鏡に比 べて約一桁の感度向上が実現し、正味 10 分程度の積分時間で、近傍天体のトーラス放射を高い S/N 比で検出 できる。そのため多くの天体の観測によって、系統的な性質調査を行うことが可能である。

塵トーラスには分子ガスも存在すると考えられ、それらの輝線を用いれば、運動学の議論も可能になる。特に高階励起の分子ガス輝線を用いれば、トーラス内側の高温分子ガスを選択的に研究することができる。ALMAによる高空間分解能の分子ガス輝線の観測により、トーラスの起源、具体的には、(a)巨大BH周囲を回転している薄いガス中で星が生成され、エネルギー注入によって幾何学的に厚くなった、安定的な存在なのか?[104]、(b)安定な構造ではなく、内側に落ち込んでいる過渡的なものなのか?[37]、(c)中心からの放射による塵への放射圧によって、外側に放出されつつある過渡的な状態を見ているのか?[17]に観測的に迫ることができるだろう。もしモデル(a)が予言するように、トーラス中に活発な星生成活動が生じているならば、巨大BHの重力

3.3. 巨大ブラックホールと活動銀河核

の影響が強い一番内側の高温の場所よりは、少し外側の低温の場所においてであろう。TMT は N バンドで面 分光観測機能が計画されており、静止波長 12.8µm の [Ne II] 禁制線や 11.3µm の PAH(芳香族炭化水素) 輝線の 放射を高空間分解能で観測することにより、トーラス中の星生成活動の場所や規模についての知見が得られる と期待される。また幅の細い [Ne II] 12.8µm 線を用いて、トーラス外側の運動学を調べることができ、ALMA による内側の測定と相補的な役割を果たす。これらの観測はトーラスの性質/起源の理解に対して大きく貢献 するであろう。

ジェットの起源と性質

電波波長域で顕著に見られるジェット構造は活動銀河核の大きな特徴の一つであり、その粒子加速機構は巨 大 BH 周辺の物理の中でも解明の進んでいない現象の一つである。加速機構の解明は、電波強度の強弱によっ て分けられる 2 つの活動銀河核種別 (radio loud/quiet) に対する物理的理解にもつながると考えられる。理論 の側面からは、巨大 BH 周辺の磁場構造による粒子加速機構の研究が進んでいる。一方で観測の側面からは、 ジェットの構成物質、電磁場のエネルギーと粒子の力学エネルギーの大小関係、ジェット内部の磁場構造を解 明することが重要である。そのためには、電波からガンマ線に渡る広い波長域でのスペクトルエネルギー分布 (SED)を得ることが必須である。特に 0".1 を切る空間分解能を達成する ALMA での電波観測に、30m 望遠鏡 の可視光--中間赤外線での高空間分解能データを合わせることによって、ジェット根元部分でのエネルギー成分 を把握し、電磁場のエネルギーがジェット加速に支配的な役割を果たしているかどうかを調べることが出来る。 ジェットをその噴出方向から観測していると考えられる天体がブレーザーであり、相対論的ビーミングの効 果によってジェット放射成分が卓越することから、その純粋な SED や変動を調べることが出来る。特に光赤外 線波長では、ジェットの噴出と磁場の関係を考える上で重要となる偏光時間変動をモニタ観測することが可能 である。2020年代稼働予定のガンマ線望遠鏡 Cherenkov Telescope Array と同期して光赤外線の長期偏光モ

ニタ観測を行うことで、ジェット内部の磁場構造を明らかにすることができると期待される。

3.3.4 母銀河との関わり

星形成活動との相互関係

近傍銀河の調査によって、バルジとその中心に存在する巨大 BH の質量の間には正の相関($M_{\rm BH} - \sigma_*$ 関係)があることが明らか にされた。これは宇宙の歴史の中で両者が互いに影響を及ぼし合 いながら進化(「共進化」)してきたことを示唆する重要な結果で ある。しかしながら、特徴的空間スケールが大きく異なる銀河と 巨大 BH が具体的にどのような共進化を辿ってきたのかについて は、未だ謎のままである。この問題を解決する上で重要な鍵の一 つとなるのが、活動銀河核と星形成活動の関係である。前者は巨 大 BH への質量降着現象、後者は銀河進化の指標となるため、こ れらの関係を調べることで、巨大 BH 成長と銀河進化の直接的な 相互作用、すなわち共進化の現場を明らかにすることができる。

これまでの理論的研究から、活動銀河核と星形成の関係や $M_{\rm BH}-\sigma_*$ 関係を説明する様々な機構が提案されている。たとえば銀河合体のN体シミュレーションによって、星形成とBH質量降着が同時に活発になることが知られている[8;39]。このような理論モデルは活動銀河核強度と星形成率の間に正の相関が現れることを予期しており、実際に観測的研究でも類似の報告がなされている[72;42]。



図 3.12: 2 型活動銀河核に対する、「あか り」の遠赤外線観測シミュレーション。 横軸は活動銀河核光度、縦軸は星形成を 表す遠赤外線光度である。色は検出期待 数(対数表示)、点は実際に検出された 天体を示す。白線は星形成を行っていな い活動銀河核の分布領域 [64, 掲載許可 取得済み]。 活動銀河核と星形成の関係を調べる最もシンプルな方法は、両者の光度比較である。特に遠赤外線光度は、 星形成活動の良い指標として利用される。近年の研究では、「あかり」による全天サーベイや Herschel による深 宇宙サーベイで得られた遠赤外線データを用いて、両光度の関係が活発に調べられている。例えば図 3.12 は、 「あかり」の観測で検出された近傍宇宙(0.01 < z < 0.22)の2型活動銀河核に対する光度関係を示しており、 上で述べたような正の相関を示していることがわかる。しかしここで注意すべきは、調査可能なパラメータ領 域が検出限界によって図上の色コントアのように制限されており、高活動銀河核光度かつ低遠赤外線光度の天 体を検出できていないという点である。一方より感度が良い Herschel を用いた場合には、観測面積の不足に よって活動銀河核光度の高い希少天体を検出できないという問題がある。星形成を全く行っていない活動銀河 核は図の白線で表された領域に分布するが、現状の遠赤外線サーベイではこの領域を調べることができない。 活動銀河核と星形成の間の真の関係性を理解するためには、2020年代における高感度広視野の遠赤外線観測が 必要不可欠である。

銀河バルジとの質量相関 $(M_{
m BH}-\sigma_*$ 関係)の形成と進化

近傍宇宙における $M_{\rm BH} - \sigma_*$ 関係の発見によって 銀河と巨大 BH の共進化が提唱されたが、依然とし てその形成や具体的な進化は解明されていない。こ の謎を解き明かす最もシンプルな方法は、活動銀河 核に着目した $M_{\rm BH} - \sigma_*$ あるいは $M_{\rm BH} - M_*$ 関係 (σ_* は速度分散、 M_* は星質量)の赤方偏移進化の調 査である。

基本的に高赤方偏移における $M_{\rm BH} - M_*$ 関係の調 査には、BH 質量が測定可能な 1 型活動銀河核が使 われる。この種族は中心の極端な明るさのために母 銀河質量の測定が阻害されるため、銀河成分と中心 核成分を空間的に分離する必要がある。現在の空間 分解能・感度では z < 2 において母銀河質量の測定 が可能であるが、依然として $M_{\rm BH} - M_*$ 関係の進化 を捉えることはできていない(図 3.13)。この関係の



図 3.13: これまでに調査されてきた BH 質量・銀河星 質量比の赤方偏移依存性。 *z* ~ 2 まで顕著な進化は見 られない [87, 掲載許可取得済み]。

顕著な進化は *z* ~ 4 で見えてくると予想する最近の研究もあるため [66]、さらに高い感度・空間分解能の観測 が必要となってくる。従って 30m 望遠鏡の補償光学装置を用いた観測が、大きな重要性を持つようになるだろ う。またこの関係の進化を理解する上で、バルジ・ディスク比、ガス降着率、星形成率などの特性との結びつ きも重要になってくるため、統計的議論に耐えうる大規模サンプルの構築も鍵となる。

 $M_{\rm BH} - M_*$ 関係の進化と形成を理解する上で、様々な天体種族に着目した総合的調査も重要である。近年、BH 成長は様々な種族を経由しながら進んできたことを示唆する研究結果が提唱されている(図 3.14)。BH 成長がガスの豊富な種族において活発に進み、1型活動銀河核のように既にある程度のガスを失った天体は、主要な成長を終えた段階であるという主張である。これは1型天体にのみ依存した $M_{\rm BH} - M_*$ 関係の調査では偏りが生じることを示唆している。最近の研究では、X線で埋もれているが赤外線分光観測によって広輝線が検出された天体に着目することで、埋もれた種族の $M_{\rm BH} - M_*$ 関係の調査も行われはじめている[9]。今後、大規模サーベイ観測を通じてこのようなサンプ



図 3.14: 銀河衝突・合体による進化シナリオの 概要 [3]。BH 成長は合体直後の埋もれた状態で 急激に進むと考えられており、1型クエーサー として観測される時点では既に主要な成長は終 えているため、様々な種族に着目した調査が必 要となる (掲載許可取得済み)。

ルはさらに増えると考えられるため、統計的解析によって詳細が明らかにされていくと期待される。

3.3. 巨大ブラックホールと活動銀河核

また一方で、近傍宇宙における $M_{\rm BH} - \sigma_*$ 関係のより詳細な調査、特に低 BH 質量天体の振る舞いを調べることは、この関係の形成や進化を理解する上でも重要である。これまでの研究では活動銀河核を用いることで $10^5 M_{\odot}$ 程度の質量まで調査が進んでいるが、これらの研究は SE 法($\S3.3.3$ 参照) による BH 質量測定を用いているため信頼性に欠ける。30m 望遠鏡と補償光学装置による観測では、その高空間分解能によって、 $10^{5-6} M_{\odot}$ 程度まで精度良い力学的質量測定が可能である。このような低 BH 質量天体も含めた信頼性の高い調査によって、 $M_{\rm BH} - \sigma_*$ 関係の理解に更なる進展が期待される。

星間空間の力学構造

活動銀河核はどのような銀河に発現するのか、また発現後にど のような影響を銀河に及ぼすのかといった問題は、これまでも長 く研究がなされながら、未だ解明されていない重要テーマの1つ である。理論的立場からは、母銀河がいくつかの観測的特徴を持 つことが要請される。たとえば標準的な ACDM 理論に基づく銀 河進化モデルでは、近傍宇宙において大質量銀河が形成され過ぎ、 その多くが通常観測されないような高い星形成率を示すことが問 題となってきた。それらを防ぐための有力な機構として、活動銀河 核からの負のフィードバック機構が提案され、支持を集めている。 そのうちクエーサー・モードと呼ばれるプロセスでは、活動銀河 核からの大量のエネルギーおよび / または運動量の注入によって、 星間ガスの電離、高速アウトフローの形成とそれに伴う母銀河か らのガス流出といった現象が起こる。このプロセスは銀河の星形成 を通じた成長を阻害すると同時に、中心核領域のガス降着をも制 御し、巨大 BH - 母銀河バルジ間に見られる質量相関 ($M_{
m BH}-\sigma_*$ 関係)の起源となった可能性もある。その証拠となる高速の星間



図 3.15: 近傍クエーサー SDSS J1010+ 1413 (z=0.199) 母銀河における高速の星 間ガスアウトフロー観測例 [34, 掲載許可 取得済み]。

ガスアウトフローに対する観測は、Gemini/GMOS や VLT/SINFONI など 8m 級望遠鏡に搭載された面分光 装置によってすでに始まっており、時に 10 kpc 以上にも及ぶ空間スケールで 1,000 km s⁻¹ を越えるような異 常な速度場が確認されつつある(図 3.15 参照; [71; 14; 59; 60] など)。ただし特に遠方の観測は [O III] λ 5007 輝 線光度で 10^{43-44} erg s⁻¹ を越えるような高光度クエーサーに限られており、しかも明るい輝線を放つ電離ガ ス以外の星間物質成分はほとんど捉えられていない。

2020年代には現在のパイロット観測を越えて、母銀河星間ガスの運動状態について詳細かつ大規模な観測 を行うことで、活動銀河核フィードバックの本格的な検証を行っていかねばならない。これまでに高光度の種 族で見つかった高速アウトフローがどれほど普遍的なものなのか、光度・赤方偏移の関数としてどのように変 化するのかを調べる上で、現在の8m級望遠鏡による観測は限界を迎えつつある。今後の特に重要な進展とし て、1)銀河進化の最盛期近くである赤方偏移 z~1に至るまで、あらゆる活動レベルのクエーサー級活動銀河 核を対象とした観測を行う;2)電離ガスだけでなく、星間物質質量の大部分を占める可能性がある中性ガス、 分子ガスからの弱い輝線(Na D, OI, H2 など)を捉える;3)赤方偏移 z~1で100 pc 程度の空間分解能を達 成し、ガス運動の細かい構造までを測定する;の3つを挙げることができるが、それらを2020年代に可能に するのは、補償光学技術と組み合わされた30m級望遠鏡の他にはない。高感度・高空間分解能の面分光観測 を系統的に実施し、多様な母銀河における星間空間の力学構造を明らかにできれば、活動銀河核フィードバッ クに対する我々の理解は飛躍的に進むことになるだろう。そのようなプロセスは普遍的に存在するのか?巨大 BH のどのような活動段階において発生し、どのような母銀河が舞台となるのか?アウトフローが存在するの なら、その速度、含まれる質量、空間スケールは?多相の星間物質のうち、どの成分がどれほどの影響を受け るのか?そして本当に、ガス流出による星形成の阻害、母銀河成長の停止といった事態が起こるのだろうか? これらの問いに定量的な答えを与えることができれば、銀河と巨大 BH の共進化を理解し、それらの宇宙論的 進化を矛盾なく説明する究極の銀河進化モデルを構築する上で大きなステップとなることが期待される。銀河 進化の側から見た活動銀河核フィードバックの理論と観測については、§3.5.3 を参照されたい。

塵に埋もれた巨大ブラックホール成長の現場

現在主流の ACDM モデルに基づく銀河形成理論によれば、豊富な ガスと中心巨大 BH を持つ銀河同士の合体は、宇宙では頻繁に起こっ ていると考えられる。同程度の質量の銀河同士の合体の際には、分子 ガスの衝突によって大量の星が生成されると同時に、元々存在してい た巨大 BH にガスが落ち込み、その質量成長と共に活動銀河核が発現 する。合体銀河では、これらの星生成・活動銀河核からの強いエネル ギー放射によって暖められた塵が赤外線を強く放射し、赤外線銀河と して観測される。サイズ的に小さな活動銀河核は、塵やガスに立体角 のかなりの方向を隠されて埋もれた状態になり(図 3.16)、見つける のが特に難しくなる。しかし宇宙全体での巨大 BH の質量成長のかな



図 3.16: 周囲のほぼ全ての方向に分 布する塵やガスに埋もれた活動銀河 核(国立天文台・石川直美作成)。

りは、ガスに富む合体銀河中の埋もれた現場で起こると考えられており [38]、その質量成長過程、銀河の星質 量との相関の起源を正しく理解するためにも、埋もれた活動銀河核の研究は極めて重要である。そのためには、 塵吸収の影響の小さな波長での観測が必須となる。

波長 2.5–35 μ m の赤外線は塵吸収の影響が小さく、 かつスペクトルの形状から、塵に埋もれた活動銀河 核を星生成活動と区別して拾い出すことができる。 日本の「あかり」や米国の Spitzer を用いた低分散 (R = 50–100)分光観測により、赤方偏移 z < 0.4で合体銀河の塵に埋もれた活動銀河核が系統的に探 査され、その役割が定量的に明らかにされてきた([43; 45; 101; 44; 46; 69])。しかし銀河形成や活動銀 河核の活動性がピークを示す z = 0.5–2 の時代に関 しては、一部の例外的に明るい合体銀河しか感度的 に届かず、塵に隠された側での両活動性の相互的な 役割は未解明のままである。

塵に埋もれた活動銀河核と星生成を区別するのに 重要なスペクトル特性が、静止波長 5–14 μ m に存在 する (図 3.17)。z = 0.5-2 の合体銀河に適用するに



図 3.17:静止波長 5–14 μ m の低分散 (R = 50–100)分 光観測による塵に隠されたエネルギー源の診断。(左): 星生成活動が光度を支配する合体銀河。星からの紫外 線によって励起された PAH 輝線が強い。(右): 塵に埋 もれた活動銀河核が支配的な合体銀河。エネルギー源 がコンパクトで塵の空間分布に比べて中心集中してい るため、シリケイト系の塵による吸収が強く観測され る。

は、観測波長で 7–45 μ m の分光観測が必要であり、冷却赤外線天文衛星の SPICA が JWST に比べてもユニー クで、最も強力である。口径 2.5m の SPICA では波長 30 μ m 付近、波長分解能 R = 50–100 で、50 μ Jy の明 るさの天体に対し、約 1.6 時間の積分時間で S/N 比 ~5 が達成される。広い波長範囲のスペクトルが一度に取 得できる場合、近傍合体赤外線銀河の典型的な SED を仮定すれば、z = 1 の赤外線光度 > 10^{11.5}L_☉ の合体赤 外線銀河で 40 分以下、z = 2 の光度 >10¹²L_☉ の銀河で 1.6 時間以下の積分時間で、充分な質のスペクトルを 取得して、エネルギー源診断が可能になると見積もられる。全部で 160 時間程度の観測が実現すれば、赤方偏 移・光度ごとに統計的有意な数の銀河のエネルギー源を診断でき、理論予想と比較して [40]、宇宙の塵に隠さ れた側での星生成と活動銀河核のエネルギー的役割を系統的に理解することが可能になる。

SPICA には中分散 (*R* = 500-1000) 分光機能も搭載される計画である。5-30µm の静止波長には電離ポテン シャルの異なる禁制線が数多く存在する。電離ポテンシャルの高い禁制線は星生成銀河では作り出すことが難 しいため、その検出は活動銀河核の強い証拠となる。低分散分光に比べてより明るい天体にしか適用できない が、活動銀河核の存在をより強く検証することができるという利点があり、相補的な役割を果たす。

3.3.5 巨大ブラックホールの宇宙論的進化

巨大ブラックホールの誕生

巨大 BH が宇宙に誕生した経緯については、現在 2つの有力な仮説が唱えられている。1つは、初代星 の死によって質量 100 M_☉ 程度の BH が誕生し、ガ ス降着および / または合体を経て急速に成長したと いうもの、もう1つは、初期宇宙で起こった極端なガ ス集積によって、通常の星の段階を経ずに(あるいは 僅かな超大質量星の時期を経て)質量 10³ − 10⁵ M_☉ 程度の比較的重い BH が誕生したというものである [103]。その誕生のシナリオを観測的に明らかにする ためには、初期宇宙における巨大 BH の性質、特にそ の質量進化の様子を知る必要がある。たとえば図 3.18 には、種(たね)となった BH の質量 (Seed M_{BH}) と形成時期 (*z*Form)、およびその後の成長率 (エディ ントン比 R_{Edd}; ここではガス降着のみを仮定) の関 数として、質量 10⁹ M_☉ を越える巨大 BH が初めて 宇宙に誕生する赤方偏移を示す。これまでのクエー サー探査([21], [108], [68], [102] など)によって 10⁹



図 3.18: 各質量の種 BH が 10^9 M_{\odot} に成長す る赤方偏移。点線、実線、破線はそれぞれ成長率 が $R_{Edd} = 0.5, 1.0, 3.0$ の場合を、上から誕生時期 $z_{Form} = 10, 15, 20$ のそれぞれに対して表す。

 M_{\odot} 級の BH がすでに z = 6 - 7 で多く発見されているため、仮にその成長率がエディントン限界を越えられず、 $z_{Form} < 20$ であれば、種の質量は初代星で可能とされる上限を越えて 1000 M_{\odot} 以上でなければならないことになる。ただこれらの前提条件には多くの不定性が残されており、観測的にはさらに探査を押し進めることで、より遠く、より低質量までの BH 質量関数の変遷を解き明かすことが求められる。

遠方クエーサーは数密度の極めて小さな天体であるため、探索には 1,000 平方度級の広域観測が必要であ る。まず現在のフロンティアである赤方偏移z=6-7において、既知の種族よりも暗い大量のクエーサーを 発見し、同時代における一般的な巨大 BH の性質を明らかにすることが目標となる。すでにすばる望遠鏡の広 視野カメラによる新たな探査観測が開始されており、2020年頃の探査終了時には、1,400平方度の観測領域か ら $z \sim 7$ で約50天体、 $z \sim 6$ で約300天体の発見が見込まれている。それらは光度関数の折れ曲がりとされる 光度よりも 2-3 等深い M₁₄₅₀ = -22 等付近にまで達する。その成果を受けて、2020 年代にはさらに遠方へと 探査を拡張していくことが強く望まれる。ただし z > 7の宇宙から到来する観測者系可視光は銀河間空間の強 い中性水素吸収を受けるため、観測波長帯は大気放射の強い近赤外線へと移って行かざるを得ない。近赤外線 での明るさは赤方偏移 z = 10 - 15 に至るまで、質量 10^9 M $_{\odot}$ の BH がエディントン光度を持つ場合は AB 等 級で <22 等、クエーサー級の活動銀河核となる最低質量付近の 10^7 ${
m M}_{\odot}$ でも <26 等と推定される。2020 年代 に最も必要とされるのは、これらの限界等級と波長帯をカバーし、かつ 1,000 平方度級の広域探査を行うよう なスペース近赤外線計画である。検出期待数は進化モデルに極めて強く依存するが、いくつかの見積もりを表 3.2に示す。これらは $z \sim 6$ での BH 質量関数 [106] をもとに、いくつかの単純な進化モデルについて、エディ ントン比、活動サイクル、遮蔽率などに適当な仮定を置いて計算したものである。また同時に、発見されるク エーサー(及びその候補天体)の詳細なフォローアップ研究を行うことのできる高感度の近赤外線分光能力も 必要となる。たとえば次世代の地上 30m 級望遠鏡は、上記探査で見つかる質量 10⁷ M_☉ 以上の BH の分光観 測にちょうど適した感度を達成すると期待されている。発見された遠方クエーサーは、本節に述べた巨大 BH の誕生だけでなく、母銀河の進化、銀河間空間の中性度測定を通じた再電離研究などにも応用することができ る。詳しくは本章の他の節および §3.4.5 に詳述する。またクエーサー前駆体候補の1つである直接崩壊型巨大 BHの検出可能性については、§3.4.4を参照されたい。

限界等級 (AB mag)	z = 6	z = 7	z = 8	z = 9	z = 10
23.0	300	1-10-50	0 - 0 - 10	0 - 0 - 2	0 - 0 - 1
24.0	800	10 - 50 - 200	0 - 3 - 30	0 - 0 - 7	0 - 0 - 2
25.0	2000	50 - 200 - 400	0 - 20 - 90	0 - 1 - 20	0 - 0 - 6
26.0	6000	200 - 500 - 1000	1 - 70 - 200	0 - 10 - 50	0 - 3 - 20
27.0	20000	500 - 1000 - 3000	10 - 200 - 700	0 - 40 - 100	0 - 20 - 50
28.0	40000	1000 - 4000 - 8000	50 - 700 - 2000	0 - 100 - 400	0 - 70 - 100

表 3.2: 1,000 平方度当たりの遠方クエーサー検出期待数 (dN/dz)。 $z \sim 6$ の BH 質量関数に基づく、3つの進化モデル(エディントン比一定 (1.0/0.5) 成長または $\propto 10^{-0.5z}$ の数密度進化)での結果を並記する。

ゼロ金属量クエーサー

z > 7のような高赤方偏移では、重元素汚染の影響 をほとんど受けていないゼロ金属量クエーサーが存 在していた可能性が考えられる。ゼロ金属量クエー サーは宇宙で最初に生まれたクエーサー、すなわち 初代クエーサーの候補と考えられ、その発見は宇宙 初期における銀河や巨大 BH の進化を調べる上で極 めて重要な情報をもたらすであろうことは、想像に 難くない。

図 3.19 は、ゼロ金属量における BLR ガスの放射 光スペクトルを輻射輸送コードを用いて計算した結 果である。太陽組成の場合と比較すると、水素やヘリ ウムの再結合線のみが顕著に現れるという特徴的な 形を示すことが分かる。一方で、通常のクエーサーと 同様に強い水素 Lya 輝線や連続光を示すことから、 測光観測による高赤方偏移クエーサー探索の中で、ゼ 口金属量クエーサーが候補天体中に含まれる可能性 がある。このような候補天体に対して可視光および 近赤外線分光フォローアップ観測を行い、得られた



図 3.19: ゼロ金属量クエーサーの可視光スペクトルの 計算結果。上の線がゼロ金属量の場合、下の線が太陽 組成の場合を表している。2つのスペクトルは縦方向 にずらして表示してある。

スペクトルを確認することで、図 3.19 のようなゼロ金属量クエーサーが見出されることが期待される。

要求される望遠鏡の装置スペックとしては、 *z* > 7 にあっても輝線の有無を十分に判断できるだけの感度を 達成するために口径 8m 以上、広輝線を分解するために波長分解能は *R* = 1000 程度以上あることが望ましい。

中間質量ブラックホールの存在と性質

質量 $10^{4-6} M_{\odot}$ の中間質量 BH は、巨大 BH の形成過程を考える上で欠かせない天体であるにも関わらず、 その観測的研究はあまり進んでいない。中間質量 BH を持つ活動銀河核(あるいは銀河)はどの程度存在する のか、大質量側で成り立っている $M_{\rm BH} - \sigma_*$ 関係はどの程度低質量側まで同じなのか、球状星団中心に中間質 量 BH は存在するか、超高光度 X 線源(ULX)は中間質量 BH なのか、など、多くの問いに答える必要がある。 銀河バルジの性質と巨大 BH との相関はあるものの、近年、バルジは必ずしも巨大 BH の形成に必須なわけで はないという観測的証拠があがってきている。NGC 4395 における中間質量 BH (~ $3.6 \times 10^5 M_{\odot}$)の同定を はじめとし、NGC 1042[90], NGC 3621[5], NGC 4178[84] など純粋なバルジを持たない複数の近傍銀河におい て、 $10^6 M_{\odot}$ 程度の中間質量 BH の存在が確認されている [56]。その一方で、中間赤外線の [Ne III] 12.5µm 輝 線や深い X 線データ、可視分光データなどを用いた探査により、バルジを持たない銀河では活動銀河核が活発 でないことが示唆されている [84; 73]。中間質量程度の BH では、活動銀河核の活動性が低い傾向にあるとの
指摘もある [32]。また一方、ULX については Einstein による発見以来、中間質量 BH を有しているのか、高 い質量降着率を持つ 100 M_{\odot} 程度以下の星質量 BH の放射なのか、未だ議論が続いている [65; 19; 61]。また 楕円銀河やバルジの相似形としての球状星団中心における中間質量 BH の存在についても、決着がついていな い。一部の球状星団 (M31 の G1, ω Cen) の中心には 10⁴ M_{\odot} 程度の BH の存在が示唆されている [25; 26; 75] が、決定的な証拠に欠けており、次世代望遠鏡での詳細観測が求められている。

2020年代にこの分野で最も進展が期待されるのは、TMTと補償光学装置を用いた巨大 BH の質量測定($\S3.3.3$ 参照)だろう。この観測によって、近傍銀河における $10^5 M_{\odot}$ 程度の BH、および球状星団中心における $10^4 M_{\odot}$ 程度の BH の力学的質量測定が可能となる [16]。図 3.10 に示すように、距離 10 Mpc までの天体に対して $10^5 M_{\odot}$ 、距離 100 Mpc までの天体に対して $10^7 M_{\odot}$ 程度以上の力学的質量測定が可能になると期待される。また、この質量での降着円盤の典型的な時間変動タイムスケールおよび連続光に対する広輝線放射の時間遅延は、1 日かそれ以下程度と期待される。活動銀河核に付随する広輝線を示す天体に対しては、4-8m 級望遠鏡または TMT での反響マッピング(RM)が有効だろう。またすばる/PFS を用いた大規模分光サーベイでは、比較的近傍 (z < 0.1)の大量の銀河の分光により、質量 $10^5 M_{\odot}$ 程度の中間質量 BH を持つ活動銀河核候補の構築が可能となる。これらの天体では IIn 型超新星など他の可能性を排除するために、高階電離輝線や光度変動などと合わせて、上と同様に RM 観測による検証が必要となるだろう [47; 48; 49; 50]。ULX に対しては、Athenaのマイクロカロリメータ(XMS)を用いた X 線分光による周辺ガスの運動の測定から、研究の進展が期待されている。Advanced-LIGO など次世代重力波望遠鏡が完成した暁には、中間 BH 合体を起源とする重力波検出も期待される(一方で、巨大 BH 合体からのシグナルは感度の悪い周波数帯のため、検出が難しい)。

宇宙史に渡る活動銀河核の全貌

巨大 BH の成長期に当たる活動銀河核が、宇宙史の中でいつ、どこに、どれだけ存在するのかを明らかにす ることは、この分野の最も根源的な課題の1つである。そのためには塵による吸収の影響を受けにくく、母銀 河成分との分離も比較的容易な X 線や赤外線での探査が不可欠であり、可視光・近赤外線によるフォローアッ プ観測とのシナジーが極めて重要であることは論を俟たない。

X 線帯では、2020 年代後半の打ち上げが予定される Athena が活動銀河核の探査に飛躍的な進展をもたらす ことが期待される。Athena は XMM-Newton の 5 倍の有効面積と 40 × 40 分角の視野を持つ。探査計画では Chandra での深宇宙探査に匹敵する深さの探査を 2 平方度に渡って行う深探査から 100 平方度に渡る広域探査 までを組み合わせることで、z = 6 - 8 で数 100 の活動銀河核の検出が期待されている。検出限界はそれらの 赤方偏移での低光度活動銀河核に匹敵し、数密度は 1 平方度あたり 10 個程度に到達すると予想される。これ により、次項に示すような z = 1 - 2 で行われている統計(図 3.21)を z = 6 - 8 の宇宙で行うことが可能に なり、巨大 BH の種となる BH やそこからの初期成長段階に手掛かりが得られるだろう。

一方で、SPICA による赤外線探査も強力である。その観測波長は z > 5の活動銀河核からの高温ダスト放 射域をカバーしており、広視野深探査によって、巨大 BH 成長初期のガス・ダストに覆われた段階を解き明か すことができる。活動銀河核は銀河に比べると数密度が低いため、特に遠方宇宙での統計的な研究を行うため には、広視野の深宇宙探査が必須である。2020年代後半には Athena や WFIRST を用いた X 線・近赤外線で の 10 平方度級の深宇宙探査が計画されており、z = 5を超える宇宙初期の活動銀河核が 1000天体近く検出さ れると期待されている。その中で SPICA による中間赤外線での探査は、ガス・ダストに覆われた活動銀河核 を検出する上でユニークな役割を果たす。図 3.20 は z = 6のクエーサー(吸収補正後の硬 X 線光度 10⁴⁴ erg s⁻¹を仮定)のスペクトルエネルギー分布と多波長の広視野深宇宙探査の検出限界を比較したものである。2 つの緑線はそれぞれ、弱い X 線吸収のみの場合(上)と強い X 線吸収を受けた場合(下)を示す[2]。赤線はさ らに大きな吸収を受けたコンプトン厚クエーサーのエネルギー分布である[78]。SPICAの検出限界はこれらの 天体の高温ダストからの放射を検出できるほど深く、X 線探査では受からないような強い吸収を受けた活動銀 河核も、高温ダストの放射を用いて捉えることができる。このような活動銀河核は、特に巨大 BH の成長初期 でガスやダストに覆われた状態を明らかにする上で重要な種族である(§3.3.4 も参照)。 BH 質量・エディントン比関数の進化

巨大 BH の質量成長においては、ガス降着過程が大きな役割を果たしたと考えられている。その過程を定量 的に知るためには、活動銀河核の統計的なサンプルに基づいて、各赤方偏移においてどのような質量の BH が どのようなエディントン比で成長しているのかを明らかにする必要がある。活動銀河核の多くを占める光度関 数の典型光度(折れ曲がり光度; $L_{bol} \sim 3 \times 10^{45} \text{ erg s}^{-1}$)以下の種族や中心核領域が隠された種族の探査にお いては、銀河の星からの放射やガスによる吸収の影響を受けにくい X 線放射を指標としたサンプルの構築が有 効である。最新の X 線での撮像探査と可視・赤外線での撮像・分光フォローアップ観測により、クエーサー数 密度のピークである赤方偏移 z = 2 - 3 を超えて、 $z \sim 5$ に至るまで統計的なサンプルが構築されており [36]、 それに基づいて光度関数の進化が議論されている [99]。図 3.21 に、 $z \sim 1.4$ で X 線選択により構築された 1 型 活動銀河核の BH 質量関数とエディントン比分布関数を示す。エディントン比分布関数は狭いピークを持つ関 数ではなく、広い範囲の分布を持ち、それぞれの光度において様々な質量の BH が寄与していることが分かる。 つまり光度関数の宇宙論的進化を BH の物理量の進化として理解するには、光度関数を構成する各天体の BH 質量を把握する必要がある。

図に示した X 線サンプルを用いた BH 質量関数の決定は 天体数が 100 個程度に限られており、その計算過 程においては、エディントン比分布関数が BH 質量に依存しないなどの仮定を置いている。一方、SDSS の可 視選択大規模サンプルに基づいた BH 質量関数の推定も行われているが、高光度クエーサーのみに限られてお



図 3.20: 2020 年代後半に想定される衛星を用いた 10 平方度級の広視野深宇宙探査の検出限界と、 *z* = 6 のク エーサーのスペクトルエネルギー分布との比較。



図 3.21: 赤方偏移 $z \sim 1.4$ の1型活動銀河核に対する BH 質量関数 (左) とエディントン比分布関数 (右)。デー タ点は SXDS サンプルで得られた結果、実線は検出限界の影響を考慮してシェヒター関数でフィットした結果 を表す [73]。破線は z = 0 での結果、点線は $z \sim 6$ での BH 質量関数 [106] である。

3.3. 巨大ブラックホールと活動銀河核

り、質量 < 10^9 M_☉ の典型的な BH 範囲で十分に制限がついたとは言えない ([89; 53])。これに対してすばる 望遠鏡の広視野多天体分光器 PFS は、可視から近赤外線の広い波長域を同時にカバーする大規模な分光探査 観測を可能にする。光度関数の典型光度を含む活動銀河核の大サンプルが構築でき、広い質量と赤方偏移範囲 において 1 型天体の BH 質量関数を決定することが可能になる。たとえば Mg II を用いた BH 質量の推定は、 $1.3 \mu m$ までの波長をカバーすることで z = 3 を超える宇宙まで行うことが出来ると期待される。

z = 3を超える活動銀河核で BH 質量を決定するためには 1.3 μ m を超える波長域での分光観測が必要となるが、8m 望遠鏡の近赤外線分光観測では、光度関数の典型光度に相当する J = 23 等よりも暗い遠方天体で高い S/N 比を実現することは難しい。このような天体に対しては、30m 望遠鏡の近赤外線分光観測が必要になる。効率の良い観測には多天体分光が有効であるが、現在見つかっている z > 3 の活動銀河核密度を考慮すると、10⁷を越える視野が要求される。また点源に対して高い感度を実現する補償光学装置も必要である。

大質量の楕円銀河と銀河系程度の質量の円盤銀河ではその形成の過程が異なるように、それぞれに付随する巨大 BH はその成長の過程が異なる可能性がある。質量 10^8 M_☉ の BH のエディントン光度は X 線光度で 2×10^{44} erg s⁻¹ であるが、銀河系中心の巨大 BH ($10^6 M_{\odot}$)の場合には 2×10^{42} erg s⁻¹ 程度である。実際にはこの程度の光度になると星形成活動で生成する大質量 X 線連星からの放射でも説明できる程度であり、X 線検出がそのまま巨大 BH の活動性と結びつかない。このような低光度の活動銀河核サンプルを構築するには、銀河中心領域に見られる弱い広輝線を探査する必要がある。z > 1の遠方銀河中心領域の弱い輝線を探査するには、補償光学と組み合わせた面分光観測が必要であり、統計的なサンプルを構築するためには多天体同時観測が有効である。すばる望遠鏡の地表層補償光学と組み合わせた多天体面分光観測や、TMT の広視野補償光学系による多天体面分光観測が重要となる。

光度時間変動を伴うブラックホール活動

巨大 BH で突発的に起こる星・ガスの潮汐破壊による質量降着は、BH への質量降着の物理を理解する上で重要な現象である。この潮汐破壊現象は主に、もともと活動銀河核ではない銀河の中心で起こる突発的な光度変動として認識される(超新星の方が発生頻度は高いが、スペクトルおよび光度変動の振る舞いで区別される)。 巨大 BH による星の潮汐破壊は1970年代の理論予言 [35] 以来、観測的な証拠がないまま21世紀を迎えたが、ここ数年で10を超える現象がX線、紫外線、可視光で検出されている([27; 28; 29; 11; 12; 13; 100; 18])。その発生頻度は1つの銀河に対して 10^{3-6} 年程度に一度と考えられている。質量 $10^8 M_{\odot}$ 以下の BH では太陽質量程度の星の崩壊が事象の地平線の外側で起こるため、電磁波放射を伴い[80]、数日–数ヶ月にわたる光度変動を示す。X線とともに潮汐破壊後も年単位でモニタ観測を続けることにより、静穏 BH 質量の見積もりや、潮汐破壊時における降着円盤形成の理解につながると期待される[88]。なお銀河系中心の巨大 BH における突発的質量降着、周辺領域の星・ガスの運動学などについては、3.6.2節を参照されたい。2010年代には Pan-STARRSが数10天体/年、2020年代には LSST が100個/年の規模の潮汐破壊現象を発見すると予測されている[92]。 2010年代のうちに発生頻度等の統計量は明らかになると期待され、2020年代には TMT によるその詳細観測が主な科学目標になると考えられる。たとえば即時中高分散分光観測によって、降着物質のアウトフローによる吸収線(特に静止系紫外域)とその時間進化を観測できれば、放射優勢の衝撃波の物理に対する強い制限となるだろう[92]。

ー方、SDSS 等で構築されたクエーサーの大サンプルに今後の大規模 (時間変動) サーベイが組み合わされる ことで、タイムスケールの短いいくつかの過渡期の活動銀河核現象が観測できる可能性がある。1つは、1型 と2型の間の移行である。Mrk 1018 では8年間の時間間隔のスペクトルの比較により、H β 広輝線の消失を観 測している [31]。また SDSS レガシーデータとその後の BOSS データとの比較により、1型から 1.9 型への移 行も報告された [58]。これらのタイプ変化・移行に対しては、視線方向上の遮蔽体による中心光源の部分遮蔽 [51] や、質量降着率の劇的な減少による変化 [58] などの原因が考えられる。2020 年代に取得されるであろうす ばる/PFS 分光サーベイのデータにより、これらの原因や発生頻度を明らかにし、これまでは難しかった単体の 活動銀河核における時間方向の進化の理解が進むだろう。もう1つは、活動銀河核の発現・終了である。近傍 銀河 IC 2479 から 20 kpc 離れた場所にある電離ガス雲が SDSS Galaxy Zoo によって発見され、 $(1-2) \times 10^5$ 年以内に活動銀河核光度が100倍以上減少したと示唆されることから、この系では活動銀河核の終了が観測されているのであろうと考えられている[86;52]。このような希少な現象・天体がPan-STARRS, LSSTのような広視野サーベイで発見され、その後のフォローアップ観測によって、活動銀河核の活動サイクルやその放射が周辺の星形成に与える影響(フィードバック)についての理解が大幅に進むと期待される。

3.3.6 必要な将来装置

具体的な科学テーマと必要な装置(および手法)を表 3.3 にまとめる。

表 3.3:	本章の科学テ・	-マと必要。	とする観測	」・テ	⁼ ータのまとめ
--------	---------	--------	-------	-----	---------------------

テーマ	必要な観測とデータ
活動銀河核の諸構造:巨大 BH の質量	30m 級望遠鏡による分光
	4-6m 級望遠鏡長期使用による分光モニタ
	8m 級望遠鏡による広視野撮像・分光探査
活動銀河核の諸構造:降着円盤アウトフロー	30m 級望遠鏡による高分散分光
活動銀河核の諸構造:電離ガスの構造	4-6m 級望遠鏡長期使用による多天体分光・面分光モニタ
	30m 級望遠鏡による偏光分光
活動銀河核の諸構造:分子・塵遮蔽体の構造	30m 級望遠鏡による中間赤外線撮像
	大型(サブ)ミリ波干渉計
活動銀河核の諸構造:ジェットの起源と性質	30m 級望遠鏡による撮像
	2m 級望遠鏡による撮像・偏光モニタ
	大型 γ 線望遠鏡
母銀河との関わり:星形成活動との相互関係	スペース望遠鏡による遠赤外線撮像
母銀河との関わり: $M_{ m BH} - \sigma_*$ 関係の形成と進化	30m 級望遠鏡による撮像・分光
	8m 級望遠鏡による広視野撮像・分光探査
母銀河との関わり:星間空間の力学構造	30m 級望遠鏡による面分光
母銀河との関わり: 塵に埋もれた巨大 BH 成長	スペース望遠鏡による中間赤外線分光
	スペース望遠鏡による広視野近赤外線撮像探査
	30m 級望遠鏡による分光
巨大 BH の宇宙論的進化:ゼロ金属量クエーサー	8m 級望遠鏡による広視野分光探査
巨大 BH の宇宙論的進化:中間質量 BH	30m 級望遠鏡による分光
	8m 級望遠鏡による広視野分光探査
	4-8m 級望遠鏡長期使用による分光モニタ
巨大 BH の宇宙論的進化:質量・エディントン比関数	8m および 30m 級望遠鏡による多天体分光
	8m および 30m 級望遠鏡による多天体面分光
巨大 BH の宇宙論的進化:光度時間変動	8m 級望遠鏡長期使用による広視野撮像モニタ
	30m 級望遠鏡による分光

3.3.7	班員構成、	担当
0.0.1		

氏名	所属	主な担当章節
秋山 正幸	東北大学 天文学専攻	§ 3.3.3, § 3.3.5
今西 昌俊	国立天文台 ハワイ観測所	$\S 3.3.3, \S 3.3.4$
大須賀 健	国立天文台 理論研究部	$\S 3.3.3$
鮫島 寛明	京都産業大学	$\S 3.3.3, \S 3.3.5$
長尾 透	愛媛大学 宇宙進化研究センター	$\S 3.3.1, \S 3.3.3$
松岡 健太	京都大学 宇宙物理学教室	$\S 3.3.3, \S 3.3.4$
松岡 良樹	国立天文台 光赤外研究部(班長)	$\S 3.3.1, \S 3.3.2, \S 3.3.4, \S 3.3.5$
三澤 透	信州大学 全学教育機構	$\S 3.3.3$
諸隈 智貴	東京大学 天文学教育研究センター	$\S 3.3.5$

参考文献

- [1] 佐藤文衛, 2009, 日本惑星科学会誌, 18, 138
- [2] Akiyama, M., et al. 2015, PASJ, in press
- [3] Alexander, D. M., & Hickox, R. C. 2012, NewAR, 56, 93
- [4] Antonucci, R. R. J., & Miller, J. S. 1985, ApJ, 297, 621
- [5] Barth, A. J., et al. 2009, ApJ, 690, 1031
- [6] Bentz, M. C., et al. 2009, ApJ, 705, 199
- [7] Bianchi, S., et al., 2008, MNRAS, 385, 195
- [8] Blecha, L., et al. 2011, MNRAS, 412, 2154
- [9] Bongiorno, A., et al. 2014, MNRAS, 443, 2077
- [10] Brightman, M., & Nandra, K., 2008, MNRAS, 390, 1241
- [11] Burrows, D. N., et al. 2011, Nature, 476, 421
- [12] Cenko, S. B., et al. 2012, ApJ, 753, 77
- [13] Cenko, S. B., et al. 2012, MNRAS, 420, 2684
- [14] Cano-Díaz, M., et al. 2012, A&A, 537, LL8
- [15] Denney, K. D., et al., 2009, ApJ, 704, L80
- [16] Do, T., et al. 2014, AJ, 147, 93
- [17] Dorodnitsyn, A., 2012, ApJ, 747, 8
- [18] Esquej, P., et al. 2008, A&A, 489, 543
- [19] Fabbiano, G., et al. 2006, ARAA, 44, 323
- [20] Fan, X., et al. 2001, AJ, 122, 2833
- [21] Fan, X., et al. 2006, AJ, 131, 1203
- [22] Gaskell, C. M. 1982, ApJ, 263, 79
- [23] Gaskell, C. M., & Goosmann, R. W., 2013, ApJ, 769, 30
- [24] Gaskell, C. M., et al. 2012, ApJ, 749, 148
- [25] Gebhardt, K., et al. 2002, ApJL, 578, L41
- [26] Gebhardt, K., et al. 2005, ApJ, 634, 1093
- [27] Gezari, S., et al. 2008, ApJ, 676, 944
- [28] Gezari, S., et al. 2009, ApJ, 698, 1367
- [29] Gezari, S., et al. 2012, Nature, 485, 217
- [30] Gibson, R. R., et al. 2008, ApJ, 675, 985
- [31] Goodrich, R. W. 1989, ApJ, 340, 190
- [32] Greene, J., & Ho, L. C. 2007, ApJ, 670, 92

- [33] Hamann, F., et al. 2013, MNRAS, 435, 133
- [34] Harrison, C. M., et al. 2014, MNRAS, 441, 3306
- [35] Hills, J. G., 1975, Nature, 254
- [36] Hiroi, K., et al. 2012, ApJ, 758, 49
- [37] Hopkins, P., et al. 2012, MNRAS, 420, 320
- [38] Hopkins, P. F., et al. 2008, ApJS, 175, 356
- [39] Hopkins, P. F., & Quataert, E. 2010, MNRAS, 407, 1529
- [40] Hopkins, P. F., et al. 2010, MNRAS, 402, 1693
- [41] Horne, K., et al., 2004, PASP, 116, 465
- [42] Ichikawa, K., et al. 2014, ApJL, 794, 139
- [43] Imanishi, M., et al. 2007, ApJS, 171, 72
- [44] Imanishi, M., et al. 2010a, ApJ, 709, 801
- [45] Imanishi, M., et al. 2008, PASJ, 60, S489
- [46] Imanishi, M., et al. 2010b, ApJ, 721, 1233
- [47] Izotov, Y. I., et al. 2007, ApJ, 671, 1297
- [48] Izotov, Y. I., et al. 2008, ApJ, 687, 133
- [49] Izotov, Y. I., et al. 2009, ApJ, 707, 1560
- [50] Izotov, Y. I., et al. 2012, MNRAS, 427, 1229
- [51] Kawaguchi, T., 2013, arXiv:1306.0188
- [52] Keel, W. C., et al. 2012, AJ, 144, 66
- [53] Kelly, B.C., & Shen, Y. 2013, ApJ, 764, 45
- [54] Kollatschny, W., et al. 2014, A&A, 566, A106
- [55] Kormendy, J. 1988, ApJL, 325, 128
- [56] Kormendy, J., & Ho, L. C. 2013, ARAA, 51, 511
- [57] Kurosawa, R., & Proga, D. 2009, ApJ, 693, 1929
- [58] LaMassa, S. M. et al. 2015, ApJ, 800, 144
- [59] Liu, G., Zakamska, N. L., et al. 2013a, MNRAS, 436, 2576
- [60] Liu, G., Zakamska, N. L., et al. 2013b, MNRAS, 430, 2327
- [61] Liu, J.-F., et al. 2013, Nature, 503, 500
- [62] Magorrian, J., et al. 1998, AJ, 115, 2285
- [63] Marconi, A., et al. 2004, MNRAS, 351, 169
- [64] Matsuoka, K., & Woo, J.-H. 2015, ApJ, 807, 28
- [65] McCrady, N., et al. 2004, Nature, 428, 704
- [66] Merloni, A., et al. 2010, ApJL, 708, 137
- [67] Miyakawa, T., et al. 2012, PASJ, 64, 140
- [68] Mortlock, D. J., et al. 2011, Natur, 474, 616
- [69] Nardini, E., et al. 2010, MNRAS, 405, 2505
- [70] Nenkova, M., et al. 2008, ApJ, 685, 160
- [71] Nesvadba, N. P. H., et al. 2008, A&A, 491, 407
- [72] Netzer, H. 2009, MNRAS, 399, 1907
- [73] Nobuta, K., et al., 2012, ApJ, 761, 143
- [74] Nomura, M., et al. 2013, PASJ, 65, 40
- [75] Noyola, E., et al. 2008, ApJ, 676, 1008
- [76] Pancoast, A., et al., 2014, MNRAS, 445, 3073
- [77] Petrov, R. G., et al., 2014, arXiv:1410.3108
- [78] Polletta, M. d. C., et al. 2006, ApJL, 642, 673

3.3. 巨大ブラックホールと活動銀河核

- [79] Proga, D., et al. 2000, apj, 543, 686
- [80] Rees, M. J., 1988, Nature, 333, 523
- [81] Ramos Almeida, C., et al. 2009, ApJ, 702, 1127
- [82] Ramos Almeida, C., et al. 2014, MNRAS, 439, 3847
- [83] Risaliti, G., & Elvis, M. 2010, A&A, 516, AA89
- [84] Satyapal, S., et al. 2009, ApJ, 704, 439
- [85] Schartmann, M., et al. 2008, A&A, 482, 67
- [86] Schawinski, K., et al. 2010, ApJL, 724, L30
- [87] Schramm, M., & Silverman, J. D. 2013, ApJL, 767, 13
- [88] Shen, R.-F., & Matzner, C. 2014, ApJ, 784, 87
- [89] Shen, Y., & Kelly, B.C. 2012, ApJ, 746, 169
- [90] Shields, J. C. et al. 2008, ApJ, 682, 104
- [91] Soltan, A. 1982, MNRAS, 200, 115
- [92] Strubbe, L. E., & Quataert, E., 2009, MNRAS, 400, 2070
- [93] Takeuchi, S., et al. 2013, PASJ, 65, 88
- [94] Takeuchi, S., et al. 2014, PASJ, 66, 48
- [95] Tombesi, F., et al. 2010, ApJ, 719, 700
- [96] Tonry, J. L. 1984, ApJL, 283, L27
- [97] Tran, H. D., et al. 2011, ApJL, 726, L21
- [98] Tristram, K. R. W. & Schartmann, M. 2011, A&A, 558, A149
- [99] Ueda, Y., et al. 2014, ApJ, 786, 104
- [100] van Velzen, S., et al. 2011, ApJ, 741, 73
- [101] Veilleux, S., et al. 2009, ApJS, 182, 628
- [102] Venemans, B. P., et al. 2013, ApJL, 779, 24
- [103] Volonteri, M. 2010, A&ARv, 18, 279
- [104] Wada, K., & Norman, C., 2002, ApJ, 566, L21
- [105] Weymann, R. J., et al. 1991, ApJ, 373, 23
- [106] Willott, C., et al. 2010a, ApJ, 140, 546
- [107] Willott, C. J., et al. 2007, AJ, 134, 2435
- [108] Willott, C. J., et al. 2010b, AJ, 139, 906
- [109] Woo, J.-H., et al. 2013, ApJL, 772, 49

3.4 初代天体と再電離

3.4.1 検討結果の要旨と必要観測仕様のまとめ

これまでの遠方宇宙探査により、赤方偏移 z = 7 - 10 程度にある銀河や GRB、クエーサーが発見され、様々 な知見がもたらされた。しかし、初代天体と呼べる性質を示す天体はまだ見つかっていない。2020 年代の天文 学では、次世代観測装置を用いて初代天体が形成されたと考えられる z > 10 の宇宙を探ることが重要である。 また、初代天体の形成と密接に関連する現象に宇宙再電離があるが、それがいつどのように起きたのか、どの ような天体や物理現象に引き起こされたのかについてはまだよく分かっていない。宇宙再電離史やその原因を 明らかにすることは、2020 年代の遠方宇宙探査で取り組むべき重要な課題である。

1 初代星誕生の時代の特定

初代星が誕生した時代を特定する一つの方法は、GRB 発生率に明確なカットオフが現れる赤方偏移を探ることである。理論研究から z = 20の頃に初代星が誕生した可能性が指摘されており、その時代の GRB を分光同定することが一つの目標となる。GRB はきわめて明るい点源であるため、z = 20 付近であっても 30 m級地上望遠鏡や6 m級宇宙望遠鏡などの近赤外分光装置で同定することが可能である。ただし、発生後すみやかに分光追観測を行わなくてはならない。そのため、高赤方偏移 GRB 候補を迅速に絞り込める体制を整える必要があり、口径 4 m 程度の地上望遠鏡との連携が重要である。また、30 cm 程度の近赤外線望遠鏡を X 線・ガンマ線 GRB 検出器と同時に搭載する衛星計画もあり、これが実現すればほぼ全ての GRB に対して高赤方偏移候補かどうかの選定をすぐに行えるようになるだろう。

2 初代星団と初代銀河の検出

主系列段階にある初代星を検出することは次世代望遠鏡を用いても困難であると考えられる。ただし、重 カレンズを利用すれば、種族 III 恒星のみで構成された星団あるいは銀河を検出できる可能性がある。初 代星団が銀河系の球状星団の祖先であるとすると、その質量は $10^4 M_{\odot}$ でサイズは数 10 pc 程度と考えら れ、重力レンズにより数 100 倍の増光を受ければ検出可能である。それほど強く増光される確率はきわ めて低いが、2 m 級宇宙望遠鏡の広視野近赤外撮像装置を用いた探査で発見できるかもしれない。初代 銀河については、2 m から 6 m 級の宇宙望遠鏡の可視光および近赤外撮像装置を用いた深宇宙探査によ り、光度関数の制限が大きく進展すると期待されている。また、30 m 級地上望遠鏡や 6 m 級宇宙望遠鏡 での可視光分光や赤外撮像・分光追観測により、空間分解した初代銀河の形態や運動、金属量分布を明 らかにすることができ、さらには SMBH の生成シナリオを検証することができるかもしれない。

3 再電離史の解明と再電離源の同定

再電離史は、IGM の平均の中性度 $x_{\rm HI}$ の進化で表される。 $x_{\rm HI}$ の推定には GRB やクエーサー、銀河を 用いる方法があるが、これまでの観測では $z \sim 6 - 7$ に限られていた。今後、軟 X 線で感度の良いガン マ線衛星が稼働すれば、z > 7 GRB を発見しやすくなると期待される。また、2 m 級宇宙望遠鏡の広視 野近赤外撮像装置により z > 7 クエーサーが多数発見されるだろう。それらを 30 m 級地上望遠鏡の近 赤外分光装置で追観測することで、Ly α 減衰翼を用いる方法から z > 7 での $x_{\rm HI}$ に制限をつけられると 期待される。銀河を用いた手法については、現在すでに進行している深宇宙探査により統計誤差をかな り小さくできる。ただ、その手法では Ly α 速度差などといった系統誤差の要因が指摘されており、6 m 級宇宙望遠鏡の赤外分光観測などで評価する必要がある。再電離源については、星形成銀河が有力な候 補と考えられているが、紫外光度関数の形やその進化、電離光子脱出率などに十分な制限が得られてい ない。系統的不定性を小さくするためには、2 m から 6 m 級の宇宙望遠鏡や 30 m 級地上望遠鏡による 撮像および分光観測が必要である。

80

3.4.2 背景

現在の宇宙は、星やブラックホール (BH)、さらにはこれらを包含する銀河などの天体に満ちた多様な姿を 見せている。標準的な宇宙論モデルによれば、宇宙における構造形成は、量子論的効果で作られた初期宇宙の 密度揺らぎが重力的に成長して進んだと考えられている。冷たい暗黒物質を主成分とする A cold dark matter (CDM) モデルの予言によると、赤方偏移 20 頃には密度揺らぎが重力的に崩壊し、矮小銀河質量程度のダーク マターハロー (DMH) が現れ、これが初代銀河となっていく。この中で原始ガスが放射冷却により高密度ガス 雲が作られ、さらに重力崩壊が進んで初代星ができる。星が進化すると核融合反応により重元素が合成され、 やがて超新星爆発やガンマ線バースト (GRB) などの高エネルギー現象を引き起こす。さらなる元素合成がな されるとともに、重元素が星間および銀河間空間へ拡散する。また、この過程で恒星質量 BH、そして将来銀 河中心に形成される SMBH の種が作られると考えられている。

しかしながら、現在の観測からは初代星や初代銀河といった初代天体の形成過程は明らかにされておらず、 このようなシナリオが正しいかどうかの検証はなされていない。過去 10 年間の天文学研究では、すばる望遠 鏡やハッブル宇宙望遠鏡 (HST) などの地上およびスペース光赤外線大型望遠鏡の活躍により遠方天体観測の発 展が著しかった。赤方偏移 7 – 8 まで銀河の分光同定が進み、撮像に基づく銀河候補に至っては重力レンズの 増光効果なども利用して赤方偏移 10 程度まで調べられている。赤方偏移 2 – 3 から過去の時代に遡るにつれ て星形成率密度 (SFRD) が減少し、赤方偏移 8 を超える宇宙ではさらに急速に SFRD が減少している可能性 が指摘されている [49; 8; 29]。このような急速な SFRD の減少の物理メカニズムについては明らかではなく、 初期の構造形成における星形成の理解が課題となっている。さらに、GRB は SWIFT などのガンマ線衛星の アラートを受けて、光赤外線大型望遠鏡が分光同定を行うという手法で、現在は赤方偏移 8 の GRB にまで探 査の手が伸びている [78]。また、中口径望遠鏡の広領域撮像と大口径望遠鏡の分光を組み合わせて、BH 質量 が $10^9 M_{\odot}$ を超えるクエーサーが赤方偏移 7 でも発見されている [45]。宇宙開闢から 8 億年という短い期間に SMBH の形成がなされたことになり、物理的な説明は容易ではない。SMBH 形成の物理メカニズムについて も課題が残されている。

過去 10 年間の遠方宇宙探査により銀河や GRB、クエーサーなどの天体に対して、赤方偏移 7 – 10 程度の 宇宙にまで探査の手が伸ばされ、様々な知見がもたらされた。しかしながら、初代天体と呼べる性質を示すも のはまだ発見されておらず、これが天体形成史の中におけるミッシングピースとなっている。2020 年代の光赤 外線天文学では、次世代望遠鏡の高い性能を生かして、初代天体が形成されたと考えられる赤方偏移 > 10 の 宇宙を探ることや近傍に残された初代天体の形跡を通してこのミッシングピースを埋めることが重要となるだ ろう。

また、初代天体の形成と時期をほぼ同じくして、宇宙再電離が始まったと考えられている。宇宙再電離(も しくは再電離と略記)とは、赤方偏移~1000で再結合が起った後に宇宙を満たす中性水素(HI)ガスなどが電 離される現象のことである。クエーサーの吸収線を用いた観測結果から赤方偏移 0 から 6 までの IGM の水素は ほぼ電離されているが、赤方偏移6以上でIGMのHIの割合が増大していることが知られている[16]。また、 宇宙背景放射にみられるトムソン散乱の光学的厚み (τ_e) に基づいて、電離ガスがもたらす自由電子が存在した 時代を推定すると、宇宙再電離は赤方偏移 10頃に大きく進んだと見られている [25; 59]。しかしながら、 τ_e か らではHIの赤方偏移進化が得られないため、宇宙再電離の正確な時代、さらにはその歴史についてはいまだ 明らかにされていない。また、宇宙再電離の原因がどのような天体や物理現象によるものなのかについても分 かっていない。理論モデルによれば、宇宙再電離の原因として、個数の面で卓越している星とそれを包含する 星形成銀河が放つ紫外線が挙げられている。一方で、宇宙再電離が進むにつれて、宇宙背景紫外線が矮小銀河 などの小質量ハロ-の中のガスを加熱し、星形成活動を妨げると考えられている[例えば 76]。つまり、宇宙再 電離がもたらす背景紫外線のフィードバック効果が銀河形成に重要な影響をもたらしている可能性がある。も しこのようなモデルが正しいなら、宇宙再電離を明らかにするには銀河形成の理解が必須となる。このように 2020年代に取り組むべき宇宙再電離の課題は大きく分けて二つあり、一つが H1の赤方偏移進化に代表される 宇宙再電離の歴史、もう一つが銀河形成を含めた宇宙再電離の原因の理解である。以下、§3.4.3-3.4.5 ではこの 詳細について述べる。

3.4.3 初代星

初代星と初代星団

初代星(第一世代星)を空間的に分解し、単独の星からの放射を検出することができれば、真の意味で宇宙の果てを見渡したと言えるだろう。これは、将来的に可視光・赤外線天文学のひとつの目標となりうるテーマである。しかしながら、赤方偏移 z = 10 においてエディントン光度で輝く 100 M_{\odot} の初代星を仮定し、その強烈な紫外線放射の大部分が周辺環境のガスにより Lya 輝線として再放射されると仮定したとしても、およそ 40 等級 (AB) 程度のフラックス密度しかない。さらに、このような星の半径は太陽半径の 10–100 倍程度と考えられており [50]、ピコ秒角程度の空間分解能での観測が要求される。したがって、2020 年代の天文学においてでさえ、初代星を解像しての直接的な検出は極めて難しいと考えられる。

初代星による金属汚染を免れた領域では、水素原子冷却が効果的な > $10^7 M_{\odot}$ の DMH において、金属元素 を含まない、いわゆる種族 III 恒星のみで構成された星団(あるいは銀河)が形成される可能性がある [例えば 81]。実際、天の川銀河で観測されている球状星団の年齢は宇宙年齢に匹敵するため、最初期の星形成時に誕生 した可能性は十分に考えうる。その星団質量は ~ $10^4 M_{\odot}$ 、サイズは数 10 pc 程度であると考えられ、z = 10の星団を分解するためには約 20 マイクロ秒角の角度分解能が要求される。これを直接的に解像することは、 2020 年代の観測装置であっても依然として難しい。しかし、重力レンズにより数 100 倍の増光を受ければ検出 できる可能性もあり、サイズについても数 100 倍の拡大を受けているならば、その大きさに制限を与えられる かもしれない。

このように大きな増光を得る確率は極端に低いが (例えば赤方偏移 z = 8の天体が 100 倍以上の増光を受け る確率は約 100 万分の 1)、超広視野探査を行うことで、ある程度の個数の検出が見込まれる。図 3.22 は赤方 偏移 z = 7-13 に存在する $2.5 \times 10^4 M_{\odot}$ の初代銀河団 (種族 III 星団) に対し、重力レンズ増光を考慮した存在 個数の予想値である [88]。種族 III 星団の初期質量関数 (IMF) に大きく依存するが、理論的に予想されるトッ プヘビー型の大質量 IMF [例えば, 26] であれば、27-28 AB 等級の感度で 100 平方度の超広視野近赤外線探 査を行えば、期待個数が 1 以上となる。このような探査が可能な装置として、WISH および WFIRST が計画 されている。超広視野探査で発見された候補天体に対して、JWST や TMT による分光フォローアップを行な うことで、金属量に対し制限を与え、種族 III 星団かどうか確かめ、初代銀河形成理論への強い制限を与える ことができる。

初代星の終焉

初代星が爆発した際の超新星爆発および GRB は十分に観測可能である。超新星や GRB そのものはもとよ り、これらの放射を利用することで、初代星の性質に関する手がかりや周辺環境の物理的性質について探査で きるようになる。とりわけ、爆発直後の GRB は極めて明るいため、残光をプローブとした宇宙再電離の時期 の測定 (§3.4.5) や、宇宙で最初の重元素合成の現場、宇宙で最初に誕生した BH とその進化 (§3.4.4) などが研 究できるだろう。

理論的に予想される初代星の IMF は、数 $10M_{\odot}$ が主となるトップへビー型を考える場合が多い。一般に金属 量の少ない初代星は恒星風による質量欠損が少なく、充分に進化した後も厚い水素の外層をまとっていると考え られる。図 3.23 は、星の初期質量に対して進化の最終段階がどのような運命となるかを金属量ごとに示したも のである [24]。図 3.23 に示された初代星 (metal-free) について、40–100 M_{\odot} の場合は直接的に BH を形成し、 超新星や GRB のように明るく輝く突発天体としては観測できないと考えられている。一方で、100–140 M_{\odot} の場合は星風によって水素の外層が効率的に剥ぎ取られることで GRB を発生させ、自転の遅い 140–260 M_{\odot} では Pair Instability Supernova により、中心核もろとも全ての金属を周辺環境に撒き散らすと考えられる。

近年になって、厚い水素の外層に包まれたままの状態であっても GRB を発生させることができると考えられるようになってきた。これは、GRB がジェットを伴う現象であることから、星の外層の中をジェットが伝播してトンネルを掘り、突き抜けることができるならば、原理的に GRB として輝けるためである。様々な理論



図 3.22: 重力レンズによる大増光の確率分布を考慮した赤方偏移 z = 7 - 13の種族 III 星団 $(2.5 \times 10^4 M_{\odot})$ の存在個数の予想値 [88](掲載許可取得済み)。

計算やシミュレーションから、厚い外層を突き抜けた後の GRB は、通常よりも低いエネルギーである X 線帯 で主に輝き、かつ継続時間が 10³-10⁴ 秒程度と一般的な GRB よりも 1 桁以上長いと予想されている。従って、 このような GRB が高赤方偏移で発見された場合は、初代星に由来した GRB (種族 III GRB)の可能性が高く、 迅速な近赤外線帯での高分散分光観測を行えば、GRB の残光を背景光として初代星の星周環境を探査できる だろう。

Pair Instability Supernovae (PISNe) は通常の超新星爆発の 10 倍以上のエネルギーを解放するため、初期 宇宙で発生したとしても観測できる可能性がある。その光度曲線は ⁵⁶Ni(6.1 日)—⁵⁶Co (77.2 日)—⁵⁶Fe の崩壊 によって、爆発の数ヶ月後に最大光度に達する。従って、LSST による探査によって発見された PISNe に対し て、TMT や JWST が深い観測を行うというアプローチが可能となる。

初代星が誕生した時代

「宇宙で最初の星はいつ誕生したか?」という基本的な問いについて、2020年代の天文学ではどのようにア プローチできるだろうか?一つの方法として、GRBの最高赤方偏移の記録を更新し、どの時代まで存在して いるかを調べることが可能だろう。GRBの親星の寿命は数100万年から1000万年程度であるため、星の誕 生とほぼ同時に発生すると考えて良い。第一原理シミュレーションによれば、赤方偏移 z = 20の頃には初代 星が誕生した可能性があり、この時期に発生するGRBの残光を分光観測することが1つの目標となる。赤方 偏移の関数としてのGRB発生率に明確なカットオフが観測されれば、そこが初代星誕生の時期であると特定 できるだろう。

ー般に GRB 発生率は z > 5の高赤方偏移の宇宙において、星形成率よりも多い傾向にある。Wanderman & Piran [83] の見積りによると、z > 7の GRB 発生率は約 10 events $yr^{-1}str^{-1}$ 程度である。図 3.24 に GRB が 赤方偏移 z = 7 で発生した場合に予想される光度曲線を示す [86]。これは Kann et al. [37] でまとめられてい る結果を、K-correction を行いつつ、宇宙膨張の効果を考慮して換算したものである。同図の右側に、すばる 望遠鏡、TAO、JWST、そして TMT の分光感度を示す。統計精度として 10 σ で分光するだけならば、GRB 発生から数日以内に ToO 観測を開始し、1.0 μ m 帯で 3 時間程度の分光観測を行えば、ほぼ全ての GRB に対して十分な精度で赤方偏移を測定できる。さらに、z = 20 で発生した GRB に対しては 2.5 μ m よりも長い波 長帯で観測する必要があるが、GRB 発生から 1 日以内に ToO 観測を開始し、3 時間程度の分光観測を行えば



図 3.23: 星の進化を考慮した終焉時の運命 [24](掲載許可取得済み)。

赤方偏移を測定できる。TAO は機動力が高く、近赤外線での感度が極めて高いことから、GRB 発生から数分 後からの追観測することで高赤方偏移の測定が可能となるだろう。このような観測を光赤外線コミュニティと して推進するためには、口径 4m 程度の中規模の望遠鏡との連携が不可欠で、中型望遠鏡で迅速に高赤方偏移 GRB の候補を絞り込んだ上で、TMT や JWST の大型望遠鏡に引継ぎ、可能な限り早期の分光観測を実施す るなどの戦略が必要である。また、スペースにおいて X線・ガンマ線の GRB 検出器と同時に搭載した 30 cm 程度の近赤外線望遠鏡を実現できれば、ほぼ全ての GRB に対して高赤方偏移の候補を選定できるようになる。 このようなプロジェクトとして HiZ-GUNDAM [86] が計画されており、高エネルギー天文学分野との協力体 制を築き、分野横断的な観測を推進することも重要である。

3.4.4 初代銀河

ACDM モデルによれば、宇宙初期の密度揺らぎが重力崩壊して DMH が作られた。DMH のポテンシャル中 心に向けてバリオンが落ちていき、放射冷却によってさらに収縮し、DMH の中心に銀河が形成される (§3.4.2)。 具体的には、 $z \sim 10$ 頃に $\sim 10^8 M_{\odot}$ 程度の質量を持つ atomic-cooling halo が出来始め、その中でガスが水素と ヘリウムの放射冷却によって収縮して星形成が始まり、初代銀河を形成すると考えられている。時とともにガ スがさらに銀河に降着し、銀河の合体集合も頻繁に起きて、銀河の質量は次第に大きくなっていく。その過程 で、放射の波長や強度の違いにより、例えば Lyman break galaxy (LBG) や、Ly α emitter (LAE)、Ly α blob (LAB)、active galactic nucleus (AGN) 等として観測される。これら多種多様な銀河の誕生と進化の過程を、 時空間の関数として解き明かすのが、現在の宇宙論的な構造形成研究の主眼の一つとなっている。本セクショ ンにおいては、2020 年代の光赤外天文学研究という観点から、初代銀河について議論する。

銀河光度関数の進化

銀河を特徴付ける最も基本的な統計量の一つが光度関数であり、これまで盛んに研究がなされてきた。特に HST やすばる望遠鏡などの 8m クラス望遠鏡を用いて、高赤方偏移銀河の候補をまず初めに撮像及び天体の色 によって効率良く選択し、その後分光観測で赤方偏移同定するのが主な手法である [例えば 73]。とりわけ 2009



図 3.24: GRB が赤方偏移 z = 7 で発生した場合に予想される近赤外線残光の光度曲線。Kann et al. [37] から 計算したもの [86](掲載許可取得済み)。赤色のプロットは最高赤方偏移の1つである GRB 090423 (z = 8.26) の光度曲線。



図 3.25: 高赤方偏移における rest-frame UV 光度関数の進化 [8, Fig.20](掲載許可取得済み)。赤方偏移の増加 と共に faint-end が急になっていく様子が見て取れる。左図には、Jaacks et al. [32] の ACDM 宇宙論的流体 シミュレーションの結果が示されており、同様の定性的変化が得られている。

年に HST に搭載された WFC3 カメラにより、近赤外撮像データの質は大きく向上した。WFC3 や可視カメラ ACS を用いていくつかの深宇宙探査が実行され [例えば HUDF09、CANDELS、UDF12; 6; 48; 20; 40] 赤方 偏移 $z \sim 4$ –10 という遠方宇宙にある銀河の候補天体が数多く発見されてきた [例えば 7; 15; 64; 44; 49; 8]。そ の数は一万個を超え [例えば 8]、これらを基に光度関数の暗い側の傾き (faint-end slope) が赤方偏移の増加と 共により急になることが示された (図 3.25)。また、光度関数の折れ曲がりを特徴づける等級 M^* の値はそれほ ど時間変化しないが、規格化定数 ϕ^* は赤方偏移と共に減少することが分かってきた。ACDM モデルに基づい た宇宙論的流体シミュレーションでも同様の定性的変化が確認されている [例えば、 47; 32, ; 図 3.25 左]。暗 い矮小銀河は、数が多いので宇宙再電離の電離光子数に多大な寄与をすると考えられており、その数をより正 確に観測することは重要である (§3.4.5)。

2020年代の観測においては、JWST、WISH、WFIRST を用いた探査により光度関数の制限が大きく進展 すると期待されている。例えば、faint-end slope については、JWST/NIRCAM を用いると、同じ観測時間 でHST/WFC3 よりも 1.6 等級深い探査が可能になる。これは、 $z \sim 8$ の紫外光度関数が、現在知られている $z \sim 4$ の紫外光度関数と同じくらい暗い側(最も深い探査で絶対等級 $M_{UV} \simeq -15.5$ mag、銀河の星形成率に して $\sim 0.1 M_{\odot}$ yr⁻¹に相当)まで調べられるようになることを意味している。図 3.26 の左上パネルは予想され る $z \sim 11$ の紫外光度関数と JWST、WISH、WFIRST がカバーする観測パラメターを示したものである。こ の図から、JWST により $M_{UV} \simeq -20$ より暗い側の光度関数が決定され、これより明るい側についてはWISH やWFIRST の広領域観測が必要である。図 3.26 の右上パネルは、このような次世代望遠鏡により得られる $z \sim 11$ の紫外光度関数の Schechter パラメータ $\alpha \ge M_{UV}^*$ の信頼区間を示している。JWST だけでは紫外光度 関数の M_{UV}^* より明るい側での制限が不十分なため、 M_{UV}^* はほとんど決まっておらず、 α のエラーも大きいこ とがわかる。光度関数を求めて紫外光度密度を精度良く決めるためには、JWST、WISH、WFIRST の結果を 組み合わせる必要があるだろう。また、 $z \sim 14$ かそれより高赤方偏移の銀河を検出するには、H-band より長 い観測波長が要求されるため JWST や WISH のような装置が不可欠である。図 3.26 の下パネルは予想される $z \sim 14$ の紫外光度関数である。この図においても、JWST と WISH は相補的関係にある。また、 $z \sim 14$ 銀河 の検出については JWST より WISH の方が有利かもしれない [30]。



図 3.26: 左上:予想される $z \sim 11$ 銀河の紫外光度関数。JWST-Wide は HST-CANDELS、JWST-Deep は HUDF、JWST+Lensing は HFF のような探査を想定している。また、WISH は 100 平方度を 27.5 mag (5 σ)まで観測し、WFIRST は 2000 平方度を 27 mag 程度 (5 σ)まで観測するとしている。右上:左上パネルと同様 で $z \sim 14$ の場合。低赤方偏移の紫外光度関数の進化をなめらかに外挿できるとした場合 (w/o Rapid Decrease)を黒色で、z > 8 では進化が急激に起きているとした場合 (w/ Rapid Decrease)を赤色で示している。下:予想 される $z \sim 11$ の光度関数の Schechter パラメータのうち、暗い側の傾き α と典型的な紫外等級 $M_{\rm UV}^*$ の 68%と 95%の信頼区間。赤色で示しているのは JWST と WISH、WFIRST により幅広い紫外等級範囲をカバーした 場合の信頼区間であり、黒色は JWST による探査のみを用いた場合の信頼区間。Ishigaki [30] より。

銀河形態, サイズ, 運動

最近の宇宙論的流体シミュレーションを用いた研究において、様々な銀河の形態を再現できるようになって きている [54; 18]。また、Romano-Díaz et al. [63] は、*z* ~ 10 の高密度領域において比較的大きな disk 銀河が 生まれることを示唆した。これらの理論研究は、銀河形態の時間発展が銀河形成の環境依存性やフィードバッ クモデルの強い制限に成りうることを示唆している。また、観測的にも近傍宇宙において見られるハッブル系 列が高赤方偏移にいくにつれて消滅していくことは知られており、この宇宙において disk 銀河がいつ発現した のかというのは興味深い点である。

HST の可視・近赤外データを用いて $z \sim 4-9$ 銀河の紫外連続光のサイズ (半光度半径) が調べられ [48; 19; 53]、 銀河のサイズは紫外光度が暗いほど小さいというサイズ-光度関係が存在することが分かった。また、同程度の 紫外光度を持つ銀河を比べると、高赤方偏移ほどサイズは平均して小さくなることも分かった。 $M_{UV} \simeq -19$ mag の暗い $z \sim 7-8$ 銀河の平均的なサイズは 300-400 pc 程度しかなく、これは近傍の巨大分子雲複合体と同 程度の大きさである。



図 3.27: 赤方偏移 $z \sim 2$ LAE と LBG の Ly α 輝線等価幅と、(左) システム速度に対する星間吸収線の速度差、 または、(右)Ly α 吸収線の速度差の関係 [69](掲載許可取得済み)。

2020年代の観測においては、JWST/NIRCAM(解像度 ~ 0".08, z ~ 8 で 400 pc)を用いることで、z ~ 7-8 銀河のサイズをより高い精度で測ることが可能になる。さらに TMT/IRMS や IRIS(解像度 ~ 0".01, z ~ 8 で ~ 50 pc)を用いて、JWST に比べて約一桁高い解像度で、形態を空間分解して調べることができるようにな る。例えば、 $M_{UV} \simeq -19$ mag の z ~ 8 銀河であれば、400 pc に広がった diffuse な構造しか持たない場合で も、10 時間積分で 0".01 × 0".01 あたり 10 σ で観測可能である。もしこのような初代銀河がシミュレーション から予想されるような clumpy な disk 構造を持つ場合には、より高い S/N で各 clump の構造を調べることが できる。また、高い空間分解能を有する IFU 装置で初代銀河の三次元分光を行なうことで、回転運動が卓越し た円盤か、速度分散の卓越したスフェロイドか、運動学的に銀河形態を調べ、銀河形成過程への強い制限を与 えることができる。このような観測を行なうことで、高赤方偏移銀河のサイズや形態をシミュレーションと比較する研究が進んで行くと考えられる。

銀河の星形成活動の帰結として起こる速度約 200 km s⁻¹ のガスアウトフロー現象は、星形成活動を抑制す る負のフィードバックを引き起こす一方、Ly α 光子や電離光子の脱出率に影響を与え、その測定は重要な意義 を持つ。赤方偏移 $z \sim 2$ の LAE や LBG について、静止系可視の星雲輝線に対する Ly α 輝線や紫外線金属吸 収線との速度差が測定され、Ly α 光子の脱出率とアウトフローや星間媒質 (ISM) の HI 柱密度の影響が解明さ れつつある [図 3.27; 69]。このような測定をより遠方の、再電離期の若い銀河について行なうことが期待され る。その際、システム速度の指標に静止系紫外線の星雲輝線である CIII]1909 輝線 [71] を利用すれば静止系紫 外線の分光だけで議論を行なうことができ大変有用であろう。

化学進化

銀河の星形成の帰結として金属汚染が起こる。赤方偏移 z = 0 - 3の観測により、銀河の星質量-金属量関係、 係や、星質量-星形成率-金属量関係 (fundamental mass-metallicity relation; FMZ 関係) とその進化が得られ ている。さらに初期宇宙の銀河を調べることで FMZ 関係の発現時期と起源に迫ることができる。恒星の IMF や金属元素イールドへの制限ともなり重要である。光度関数測定のための広視野撮像探査により検出された 高赤方偏移銀河に対し、分光フォローアップにより複数の金属輝線を検出し、その輝線比から金属量を推定す る。ただし、近傍銀河で校正された輝線比-金属量関係を遠方銀河にそのまま適用できるかは議論の余地があ る [75; 46]。図 3.28 は赤方偏移 z = 7 - 10の星形成銀河からの金属輝線フラックスの予想値を示している。 JWST/NIRSPEC や TMT/IRMS により、静止系紫外線で 28AB 等級程度の銀河の輝線を検出することが可 能である。同時に、静止系可視を含む測光 SED データから種族合成モデルを介して恒星質量および星形成率 を得る。赤方偏移 z > 4の静止系可視域の測光には観測波長 2 ミクロン以上の撮像が必要となり、WISH ある いは JWST が必要となる。



図 3.28: 赤方偏移 z = 7 - 10 の LBG の予想される輝線フラックス。(左) CIII]1909 輝線。(右) [OIII]5007 輝線。ダストによる減光効果を含めた予想だが、左図白抜きシンボルについてはダスト減光が無い場合の結果。 TMT と JWST、WISH の検出限界を線で示す。点源を仮定した値であるため、実際の銀河に対する検出限界 はこれより浅くなる可能性がある。特に、高い空間分解能により銀河を空間分解してしまう TMT ではこの影響が大きい。

高い空間分解能を持つ IFU 装置による金属輝線の観測では、金属汚染の空間分布も調べることができる。銀河の ISM での金属元素汚染の一様・非一様性は星間乱流や物質循環過程への直接的な制限となり大変興味深い。 また、GRB 残光の分光観測では、GRB が存在する環境(母銀河、巨大ガス雲)の重元素と、GRB 自体に よって撒き散らされた重元素はドップラー幅が異なるために、分光観測で明確に分離できる。GRB スペクト ルには母銀河に付随する重元素(C、O、S、Mg など)による狭い吸収線がよく見られるが、その量の変化を赤 方偏移の関数として調べることで、元素組成の遍歴を知ることができる。さらに、真の第一世代星が爆発した ならば、周囲には重元素は無いと考えられるため、このような狭い吸収線が観測されることは無く、種族 III GRB であるかを判定するための指標ともなり得る。

重元素とともにそれらが凝縮した固体微粒子ダストは ISM の化学・熱力学状態に多大な影響を与える。また、恒星放射を減光することで観測的な影響も大きい。ダストの熱放射を静止系遠赤外線で観測することでその質量を推定できる。遠方銀河のダスト熱放射の観測は Spitzer、「あかり」、Herschel で進展があったものの、赤方偏移 z > 7の初期宇宙では ALMA の稼働を待つ必要があった。また 2020 年代には SPICA の貢献も期待される。一方、ダスト減光曲線の時間進化が理論的に予想されている [1]。初期宇宙の若い銀河における減光曲線を観測的に導出し、理論と比較することは興味深い。特に若い銀河は星形成史が単純であると期待され、ダスト減光と星形成史および恒星金属量の縮退が弱い可能性がある。静止系紫外線から可視に至る多波長測光 SED が必須となるが、赤方偏移 z > 5の可視光は観測波長 3 ミクロン以上となり WISH あるいは JWST が必要となる。また、広い波長範囲をカバーする分光データも有用である。遠方宇宙でこのような観測を実現できる装置は JWST である。

SMBH の生成と進化

現在の宇宙においては、ほとんどの銀河中心に SMBH が存在すると考えられており、その質量と銀河バルジの速度分散の間に強い相関(いわゆる $M_{BH} - \sigma$ 関係)があることが知られている。この関係は、銀河と SMBH の成長に密接な関係があることを示唆している。初期宇宙における SMBH を観測することができれば、BH の

生成と、その質量獲得史に強い制限を加えることができる。

驚くべきことに $z \sim 7$ という高赤方偏移宇宙においても $10^9 M_{\odot}$ の質量を持つ SMBH が発見されている [45]。 実際に宇宙論的なシミュレーションにおいて非常に稀な high-sigma peak においては、そのような SMBH を形 成することが可能かもしれないことも示されている [42]。しかし、通常種族 III 星から生成される初代 BH は、 精々100 M_{\odot} 程度 [例えば, 22; 26; 77] と考えられており、そのような低質量の種 BH からスタートして、 $z \sim 7$ までに $10^9 M_{\odot}$ の SMBH に急速成長させるのは非常に難しい。それは、クエーサーの個数密度の観測研究から 寿命が 10^7 yr 程度だと見積もられていて、その短い成長時間内に Eddington 降着を繰り返すだけでは SMBH の質量になかなか到達できないからである。 そこで最近、 $10^8 M_{\odot}$ 程度の DMH の中で直接ガス球が $10^5 M_{\odot}$ 程度の中間質量 BH に崩壊し、それが種 BH になるという "Direct Collapse (DC)"シナリオが盛んに研究さ れるようになってきた [例えば, 11; 2; 70; 61; 67; 66; 35; 12]。そのような DMH では、近傍の星形成領域から の紫外線場が水素分子の形成を阻害し、 10^4 K のままでガスが等温的に崩壊して種 BH を生成すると考えられ ている。

では、 このような初代銀河に含まれるであろう初代 BH は次世代望遠鏡で観測可能だろうか。 Johnson et al. [35] は宇宙論的シミュレーションに降着円盤の輻射モデルを組み合わせ、生成されたばかりの DCBH(~5×10⁴ M_{\odot}) からの輻射特性を計算した。そして、z < 10 において DCBH からの He II (1640Å) 輝線 が JWST/NIRSpec による 100 時間積分で 3σ (10^{-19} erg s⁻¹ cm⁻²) で観測されると見積もった。しかしこの 明るさは BH への質量降着率に比例するため変動が大きく、短期間 ($\ll 10^5$ yr) しか継続しない可能性が強い。また、輝線を放射するガスと銀河間ガスの速度差が十分大きければ、Ly α 輝線も散乱・吸収されずに He II よ りも高い S/N で観測可能となるかもしれない。また、このような点源の観測については、TMT/IRMS や IRIS の AO 観測が特に威力を発揮し、H バンドで 10^{-19} erg s⁻¹ cm⁻² の輝線であれば、7 時間積分で 10σ で検出が 可能である。

3.4.5 再電離

§3.4.2 で述べたように、再電離に関する課題は大きく分けて2つある。一つは再電離史であり、もう一つは 再電離源である。これらを以下の2節で詳述する。

再電離史

再電離過程を理解する上で重要な量として、IGM の平均の HI 比率を意味する中性度 $x_{\rm HI}$ があげられる。 これまで $z \sim 6 - 7$ といった高赤方偏移にある天体の観測から、当時の $x_{\rm HI}$ が推定されてきた(図 3.29 の左 上下パネル)。クエーサーのスペクトルを用いて見積もられた Ly α 光子に対する光学的厚みから、 $z \sim 6$ では $x_{\rm HI} \sim 10^{-4}$ という結果が得られている [16]。また、GRB やクエーサーのスペクトルに見られる Ly α 吸収線 の減衰翼プロファイルを用いる方法から z = 6 - 7 における $x_{\rm HI}$ に制限が得られている [79; 45; 80]。銀河の Ly α 輝線に対する吸収量から $x_{\rm HI}$ を見積もった結果もある。ひとつは、銀河の Ly α 光度関数の進化をもとに した結果である [38; 55; 39; 41]。また、星形成銀河の中で強い Ly α 輝線を放射するものの割合を用いた結果 もある [57; 52; 65; 82; 58; 64]。これらの手法から $z \sim 6 - 7$ での $x_{\rm HI}$ に制限が得られており、z = 7.3では $x_{\rm HI} \simeq 0.3 - 0.8$ と見積もられている [41]。

一方で、WMAP や Planck による CMB の偏光観測から、再電離で生じた自由電子によるトムソン散乱の光 学的厚み $\tau_{\rm e}$ が見積もられている [25; 59]。しかし最近、CMB 観測から見積もられた $\tau_{\rm e}$ の値が $x_{\rm HI}$ の観測結果 から示唆される値に比べて大きい可能性が指摘された(図 3.29 右図)。近い将来、CMBPol など新しい衛星に より、CMB 観測から見積もられる $\tau_{\rm e}$ の精度はファクター 2 程度向上することが期待されている [89]。それに 対して、 $x_{\rm HI}$ の観測結果はこれまでのところ z < 7.3 に限られており、より高赤方偏移については外挿するし かなく不定性が大きいのが現状である。

GRB を用いて z > 7.3 における $x_{\rm HI}$ を得ることを考える。GRB の残光は1日程度の時間スケールではあるが、クエーサー以上に明るいため、銀河間水素の電離状態を測定できて有利である。さらに、GRB の連続光は



図 3.29: 左上: IGM の中性度の進化。赤丸と青で塗りつぶした印は、Ly α 光度関数の進化から見積もられた 結果を表す。白抜きの青印は、Ly α 輝線銀河のクラスタリングと、強いLy α 輝線を放射する銀河の割合をも とにした結果である。マゼンタと緑色の印は、それぞれ GRB とクエーサーのスペクトルに見られる Ly α 減 衰翼から見積もられた結果である。斜線で囲っている領域と灰色の領域はそれぞれ、9-year WMAP の結果と WMAP+Planck の結果に基づき、再電離が一瞬で起きると仮定した場合の 1 σ 範囲を表している。実線や破 線、点線で示しているのは、semi-analytic なモデル [13] から予言される $x_{\rm HI}$ の進化である。左下:左上の図 と同じであるが、縦軸を対数スケールで示している。右:トムソン散乱の光学的厚みを赤方偏移の関数として 表したもの。図の凡例は左上下パネルと同じである。Konno et al. [41] より転載 (掲載許可取得済み)。

シンクロトロン放射によるため、スペクトルの形状が単純で、Lyα吸収端の構造を測定する際の不定性が少な いという点もメリットである。また、突発天体であるため自らの放射で周囲を電離してしまう効果が小さい点 や、矮小銀河に付随するものが多いため、クエーサーのように十分に進化した銀河を用いる手法と比べてバイ アスの少ない探査が可能となる点も優れている。一方で銀河を使った探査より GRB の個数は2桁以上小さい ため、現状の探査では小サンプルによる統計誤差と cosmic variance による系統誤差の影響を受けることが理論 研究から指摘されており、検出個数を上げることが重要となる。z > 7において GRB は 1 年あたりに約 10 個 str⁻¹ 発生すると予想されている。それほど遠方の GRB は赤方偏移の影響により 10 keV 以下の軟 X 線帯で観 測することが重要である。今後、軟 X 線で感度の良いガンマ線衛星が稼働すれば、 $z>7~{
m GRB}$ をより発見し やすくなると期待される [86]。また §3.4.3 において、TMT や JWST で赤方偏移を同定するだけならば、約1 日後からの追観測で十分であることを述べたが、再電離について調べるためにはより統計精度の高い分光デー タを取得する必要がある。再電離史を解明するためには、 $x_{
m HI}$ を10%の精度で見積もりたい。例えば、 ${
m Ly}lpha$ 吸 収端が Y バンド帯にある GRB を、GRB 130606A [80] と同じく 9.3 時間後から観測する場合を考える。見か けの明るさも同じと仮定する。このとき、光子統計から換算すると、TMT/IRMS で約10³ 秒積分することで、 $x_{\rm HI}$ を 10% 程度の精度で見積もることができると考えられる。さらに、GRB 発生から 15分後(0.01日後)か ら観測を開始すれば100倍程度明るい状態で観測できるため、より高い精度で x_{HI} を見積もることができるだ ろう。したがって、TMT での ToO 観測を発動する基準を明確化しておき、リアルタイムに更新される中型望 遠鏡での観測結果を総合的に判断した上で迅速に ToO 観測を実施できる体制を整えることが重要である。

z > 7.3 での x_{HI} を見積もるのにクエーサーの観測も有用である。2020 年代には、広視野近赤外宇宙望遠鏡 を用いた探査により、z > 7 にあるクエーサーが多数発見される見込みである。たとえば 1000 平方度に渡る探 査から、連続光で 24 等級よりも明るいクエーサーが $z \sim 8$ 前後から $z \sim 10$ までの間に数 10 天体程度見つか ると期待されている(表 3.1 参照)。これらを TMT/IRMS などで分光することで、Ly α 吸収線の減衰翼を用 いる方法などから x_{HI} に制限を付けられるだろう。

|銀河のLylpha輝線を用いた手法については、現在進行中のすばる/HSCによる深宇宙探査などにより、今後さ らに統計誤差を大きく減少させることができると期待される。ただ、これまでの光度関数を使った手法では、 x_{HI}を過大評価してしまう可能性が指摘されている。過大評価を引き起こす原因のひとつは、銀河の静止系に 対する ${
m Ly}lpha$ 輝線の速度差 ${
m \Delta} v_{{
m Lv}lpha}$ である。 ${
m Ly}lpha$ 輝線に対する ${
m H}_{
m I}$ の吸収を考える際、それらの間の速度差を考 慮する必要がある。 ${
m Ly}lpha$ 光度関数の進化から $x_{
m HI}$ を見積もった過去の研究の多くは、 $z\sim2-3$ にある星形成 銀河での $\Delta v_{
m Lvlpha}$ の観測結果を参照していた $[68;\,74]$ 。しかし最近、 ${
m Lylpha}$ 輝線の強い銀河では、一般的な星形成 銀河と比べて $\Delta v_{
m Lv\alpha}$ が小さいことが分かってきたため、 $x_{
m HI}$ の見積もりに影響を与えることが指摘されている [21:72]。また、 $x_{\rm HI}$ の過大評価を引き起こす原因として、 $f_{\rm esc}$ が高赤方偏移ほど高い可能性も理論研究から指 |摘されている [14]。高赤方偏移ほど電離光子が銀河外へと抜け出る割合が高くなるため、再結合線である ${
m Ly}lpha$ 輝線が弱くなっているのではないか、ということである。ただ、Dijkstra et al. [14] の議論では、電離光子だ けでなく $Ly\alpha$ 光子の離脱率 $f_{esc}^{Ly\alpha}$ の時間変化が入っていない。電離光子とともに $Ly\alpha$ 光子も銀河外へと抜け出 やすくなっているのであれば、それらの効果は相殺するかもしれない。近傍から $z\sim2-3$ にかけて観測され た銀河の [O III]/[O II] 輝線比を系統的に調べた研究から、近傍銀河と比べて高赤方偏移銀河では電離パラメー タが高いことが報告された [46]。このことから、高赤方偏移にある銀河では、星形成領域が density-bounded になっている可能性や、星形成領域の遮蔽率 (covering fraction)が小さい可能性がある。そのような銀河で は $f_{
m esc}$ や $f_{
m esc}^{
m Lylpha}$ が高いと考えられる。実際、数は少ないものの $z\sim 6-7$ 銀河から強い C III] λ 1909 輝線が検出 されており、再電離期にある銀河も似た状態であることが示唆されている [71]。ただ、検出個数が限られてい ることもあり、まだ結論に至っていないのが現状である。再電離期にある銀河でも電離パラメータが高い状態 であるとすると、 $x_{\rm HI}$ の見積もりでは当時の銀河の $f_{\rm esc}$ や $f_{\rm esc}^{{
m Ly}lpha}$ を採用する必要があるだろう。

以上のような GRB、クエーサー、銀河のスペクトルに見られる Lya 減衰翼吸収を用いる手法には共通した 課題があるかもしれない。IGM に存在する clumpy な HI が存在することで $x_{\rm HI}$ を過大評価してしまう効果で ある。クエーサーや GRB も包含する銀河が形成されるような領域は、宇宙の平均と比べて密度の高い領域で あり、それらの周囲には高密度のガス雲が存在している可能性がある。密度の高いガス雲での再結合時間は宇 宙の平均と比べて短いため、ガス雲の電離度は低いだろう。そのため、視線方向にそのようなガス雲が重なっ てしまうと、見かけ上の $x_{\rm HI}$ は宇宙の平均での値と比べて系統的に高くなってしまうと考えられる [4]。理論的 には、宇宙論的流体シミュレーションの結果から、 $f_{\rm esc}$ がダークハロー質量とともに減少することが予言され ており [60; 85]、ダークハロー質量によって銀河周辺のガス分布の clumpiness が異なることが示唆されている。 今後、シミュレーションの解像度をさらに上げて、より信頼性の高い結果をもとに検証していく必要がある。

以上のように、 $x_{\rm HI}$ の見積もりにはいくつかの系統誤差の要因が指摘されている。したがって今後、より高 赤方偏移での GRB やクエーサー、銀河の観測結果を増やすだけでなく、このような系統誤差についても丁寧 に評価する必要があるだろう。再電離期にある銀河の $\Delta v_{\rm Ly\alpha}$ については、銀河の星形成領域からの星雲輝線と ${\rm Ly\alpha}$ 輝線の速度差を調べればよい [21; 72]。図 3.28 からわかるように、JWST/NIRSpec や TMT/IRMS を用 いれば、z = 7 - 10 にある 28AB 等級程度までの星形成銀河からの C III] λ 1909 輝線や [O III] λ 5007 輝線が検出 可能である。これらに ${\rm Ly\alpha}$ 輝線の分光結果を組み合わせれば $\Delta v_{\rm Ly\alpha}$ を求められる。ただ、再電離の完了して いない時代では、 ${\rm Ly\alpha}$ は IGM 中の H I によって吸収されてしまう。そのため、高赤方偏移ほど ${\rm Ly\alpha}$ 輝線の観 測は難しくなると予測される。

 f_{esc} については、z = 3 - 4にある星形成銀河の電離光子直接観測から見積もられている [31]。今後、すばる/HSCの探査により電離光子を放射する銀河は 100 個以上発見されると見込まれており、銀河の諸性質と f_{esc} の関係が議論できるようになるだろう。一方z > 5では、銀河間空間にわずかに残された HI ガスによる吸収で、銀河からの電離光子を直接検出するのはほとんど不可能である [27]。そこで何らかの間接的手法が必要で

ある。 $f_{\rm esc}$ が ISM の H I ガスの遮蔽率で決定されると仮定すると、静止系 Lya より長波長側の星間金属吸収 線の残余から間接的に $f_{\rm esc}$ を推定できる [23]。この手法の有効性は、最近 z = 0.2のスターバースト銀河の電 離光子直接検出との比較から確かめられた [5]。HSC で得られる z = 3 - 4の電離光子放射銀河についてもこ の手法を適用し、高赤方偏移宇宙でも有効であることを確かめる必要がある。そのためには、吸収線の残余を ~ 10% の精度で測定する必要があり、連続光で S/N ~ 30 の検出が要求される。電離光子放射銀河は暗く(紫 外連続光で ~ 25 - 26AB 等級)、TMT による分光の後、100 個程度のスタック解析が必要であろう。この手法 の有効性が確かめられれば、再電離期 z > 6の銀河についても 100 個以上の銀河の TMT スペクトルのスタッ ク解析により $f_{\rm esc}$ の推定を行うことができる。あるいはすばる/PFS で ~ 1000 個のスペクトルのスタックで も実現できる可能性がある。また、数は限られるが、重力レンズで増光された銀河の個別スペクトルでもこの 手法を利用して $f_{\rm esc}$ を測定できる [36]。吸収線を利用する方法以外に、銀河の静止系紫外から可視に渡る SED を用いる手法もある。観測された銀河の SED を、星の種族合成モデルに星形成領域からの星雲放射を含めた 銀河の SED モデルと比較することで、 $f_{\rm esc}$ を間接的に見積もるという手法である [51; 87]。JWST/NIRCam や JWSR/MIRI、WISH などの観測結果を用いれば、この手法により再電離期にある銀河の $f_{\rm esc}$ を見積もるこ とができると期待される。

次に Lya 光子の脱出率について考える。再電離期にある銀河の f_{esc}^{Lya} を見積もることは、 x_{HI} と縮退してし まうため困難である。再電離後の時代であれば、実際に観測される Lya 光度と、銀河でそもそも生じる Lya 光度との比を取ることで、 f_{esc}^{Lya} を推定することができる。銀河でそもそも生じる Lya 光度は、ダスト吸収補 正をした UV 光度や Ha 光度などから見積もる。JWST/NIRSpec であれば $z \sim 6.5$ まで Ha 輝線と H β 輝線 を観測可能である。これにより、ダスト吸収補正をしたそもそもの Lya 光度が求められ、観測された Lya 輝 線との比を取ることで f_{esc}^{Lya} が求まる。このようにして、再電離後の時代 (z < 6) で f_{esc}^{Lya} の赤方偏移進化を求 めておき、それを再電離期にまで外挿するというのがひとつの方法であろう。

再電離源

上で述べたように、これまでの研究により、 $z \sim 6$ から7に向けて $x_{\rm HI}$ が増加する傾向があることがわかってきた。しかし、何が再電離を引き起こしたか、という基本的な問いの答えはまだ得られていない。再電離源の有力な候補として星形成銀河が挙げられる。星形成銀河からの電離光子密度は、紫外光度密度 $\rho_{\rm UV}(z)$ をもとに見積もることができる。そして、それによる電離と再結合のバランスを考えることで、 $x_{\rm HI}$ の進化および $\tau_{\rm e}$ の値を計算することができる [43; 62]。ただしそこでは、銀河の紫外光度関数の形に加えて、 $\rho_{\rm UV}(z)$ の時間変化の関数形や $f_{\rm esc}$ 、銀河の紫外光度と電離光子生成率の間の変換係数 $\xi_{\rm ion}$ 、一様な宇宙での値と比べた再結合率の増加分を表す clumping factor $C_{\rm HII} \equiv \langle n_{\rm HII}^2 \rangle / \langle n_{\rm HII} \rangle^2$ などを決める必要がある。ここで、 $n_{\rm HII}$ は電離水素の局所的な個数密度であり、プラケットは空間平均であることを表す。Ishigaki et al. [29] は、観測から得られた $z \sim 4 - 10$ での $\rho_{\rm UV}(z)$ と CMB 観測による $\tau_{\rm e}$ に対して、上記のパラメータを振って χ^2 フィッティングを行い、観測結果をよく説明できるようなパラメータの組み合わせを探した。しかし、 $\rho_{\rm UV}(z)$ と $\tau_{\rm e}$ を同時に説明することは容易ではないことがわかった。 $\rho_{\rm UV}(z)$ をよく再現するような場合では、 $\tau_{\rm e}$ の値が CMB の観測結果と比べて小さくなりすぎてしまうのである。ただ、その議論にはさまざまな系統的不定性が残されている。

ひとつは $\rho_{UV}(z)$ の不定性である。HST などによる深宇宙探査データから、 $z \sim 4 - 8$ 銀河は各赤方偏移で 少なくとも 200 個の候補天体が見つかっている。しかし、それより高赤方偏移では、紫外光度関数がさらに減 少してしまうために、発見された候補天体は著しく少ない。また、 $z \sim 12$ を越えると銀河の Lya ブレークが 1.6 µm より長波長側へ赤方偏移してしまうため、既存の観測装置で銀河を見つけることは困難である。このた め、z > 9 での銀河の紫外光度関数はよく分かっていない。また、 $z \sim 4 - 8$ においても、紫外光度関数は絶対 等級で -16 から -17 等級程度の暗さまでしか求められていない [9]。 $\rho_{UV}(z)$ を見積もる際、多くの研究では 紫外光度関数を観測限界より暗い等級まで外挿している。しかし、理論的な研究から、低質量のダークハロー では紫外背景光や超新星爆発といった星形成を抑制するフィードバック過程が有効にはたらくという示唆があ る。このため、紫外光度関数はある暗さから形を大きく変える可能性がある [33; 10]。最近、近傍宇宙での観 測的研究からも、低質量の天体で再電離期に星形成が抑制されたことを示唆する結果が得られており [3;84]、 多くの研究で行われている紫外光度関数の暗い側への外挿が正しいのかどうかは自明ではない。

また、上述の通り f_{esc} が得られていないことは課題である。その上、 ~ 1500 Å の紫外光度と電離光子生成率の間の変換係数 ξ_{ion} の不定性もある。 ξ_{ion} は、 $\rho_{UV}(z)$ を電離光子数密度に換算するための変換係数であり、星の種族や金属量、ダスト吸収量、IMF といったさまざまな物理パラメータに依存している。銀河の紫外連続光の傾きが高赤方偏移ほど平均して青くなることから [8]、 ξ_{ion} は時間変化していることが示唆される。さらに、より高赤方偏移の宇宙では、種族 III 星のように効率良く電離光子を生成できる星の割合が増えると予測されることからも、 ξ_{ion} は一定ではないと考えられる。

 C_{HII} についてもよく分かっていない。宇宙論的流体シミュレーションを使った理論的な研究から、再電離期 における IGM では $C_{\text{HII}} \sim 3$ という結果が得られている [56; 17]。その値は、電離後の ~ 10⁴ K に相当する熱 的圧力と重力とのつり合いで決まると考えられるが、物理的理由は定量的に示されていない。また、シミュレー ションの解像度による依存性も詳細には調べられておらず、X 線源によるさらなるガスの電離によって C_{HII} の 値は少し下がることも考えられている [34]。

以上のように、銀河の紫外光度関数の観測結果から再電離を議論する上で、いくつかの不定性が残されている。それらのうち、 $\rho_{\rm UV}(z)$ については、2020年代ではJWSTやWISH、WFIRSTを用いた探査により大きく進展することが期待されている。図 3.26 からわかるように、紫外光度関数を求めて $\rho_{\rm UV}(z)$ を精度良く見積もるためには、JWSTとWISH、WFIRSTを組み合わせる必要がある。なお、 $f_{\rm esc}$ については上で述べたように、銀河の紫外スペクトルに見られる吸収線を用いる手法や、銀河のSEDを用いる手法から、間接的に制限を付けることは可能である。また、 $\xi_{\rm ion}$ についても、観測された銀河のSEDと星の種族合成モデルとの比較からおおよその値を得ることは可能だろう。

上記の議論では再電離源の候補として星形成銀河を考えていたが、低光度 AGN が電離光子源として寄与した可能性も指摘されている。再電離期における低光度 AGN の存在は、たとえば BPT ダイアグラムにより調べることができる。JWST/NIRSpec を用いれば、 $z \simeq 6.5$ までは [N II]6583 輝線まですべて観測可能であるから、z < 6.5銀河における AGN の寄与は BPT ダイアグラムを用いて調べることができる。また、 $z \sim 8$ までに限られるものの、JWST/NIRSpec や TMT/IRMS により紫外スペクトルを取得し、C IV/C III] 輝線比をもとに AGN の寄与の大きさも見積るべきだろう。さらに、IGM 中の HI の空間分布をもとに、主な再電離源が銀河か AGN かを見分けることができるかもしれない。AGN が主な再電離源となった場合、星形成銀河のみの場合と比べてスペクトルが硬いため、電離光子の平均自由行程は長い。したがって、AGN が主な再電離源である場合、銀河の場合と比べて再電離の進み方は空間的により一様になると推測される。これを調べるために、SKA などの 21 cm 輝線の観測によって HI の空間分布を得ることも重要であろう。

3.4.6 必要な将来装置

以上のように、初代星、初代銀河から宇宙再電離に至る課題の多くは 2020 年代の光赤外線装置でアプロー チできる。具体的なテーマと必要な装置(および手法)を表 3.4 にまとめる。

3.4.7 班員構成、担当

氏名	所属	主な担当章節
井上昭雄	大阪産業大学	§ 3.4.4
大内正己	東京大学	$\S 3.4.2$
小野宜昭	東京大学	$\S 3.4.5$
長峯健太郎	大阪大学	$\S 3.4.4$
松田有一	国立天文台	$\S 3.4.3$
米徳大輔	金沢大学	$\S 3.4.3$

テーマ	望遠鏡	装置 (観測及び解析法)
	初代星 (§3.4.3)	
種族 III 星団の検出	2 m 級宇宙	広視野近赤外線撮像
	6 m 級宇宙/30m 級地上	近赤外線分光
初代星の終焉 (GRB)	4 – 30 m 級地上 / 6 m 級宇 宙	装置連携による ToO 追観測
	GRB 専用宇宙望遠鏡	X 線観測 + 近赤外線分光
初代星の終焉 (超新星)	8m 級地上	超広視野可視光撮像
初代星の終焉 (PISNe)	8m 級地上	超広視野可視光撮像
	初代銀河 (§3.4.4)	
初代銀河の進化 (光度関数)	8 m 級地上 / 2 – 6 m 級宇宙	超広視野可視光近赤外線撮像
運動学的銀河形態の理解	30 m 級地上 / 6 m 級宇宙	近赤外線3次元分光
宇宙最初のダストとその進化	地上大型電波干渉計	サブミリ波検出
	3 m 級宇宙	中間遠赤外線撮像
	再電離 (§3.4.5)	
再電離史 (GRB の中性度の推定)	4-30 m 級地上望遠鏡	可視光近赤外撮像分光装置
再電離史 (QSO の中性度の推定)	2 m 級宇宙	広視野近赤外線撮像
	30 m 級地上	近赤外線分光
再電離史 (Lyα 速度差測定)	30 m 級地上 / 6 m 級宇宙	近赤外線分光
電離源 (統計による電離光子脱出率)	8 m 級地上	可視光分光
電離源 (個別検出による電離光子脱出率)	30 m 級地上/6 m 級宇宙	可視光近赤外線分光
電離源 (電離光子生成率)	6m 級宇宙	近中間赤外線撮像
電離源 (低光度 AGN)	6m 級宇宙	近赤外線分光

表 3.4: 具体的テーマと必要な将来装置の関係

参考文献

- [1] Asano, R. S., et al. 2014, MNRAS, 440, 134
- [2] Begelman, M. C., et al. 2006, MNRAS, 370, 289
- [3] Benitez-Llambay, A., et al. 2015, MNRAS, 450, 4207
- [4] Bolton, J. S., & Haehnelt, M. G. 2013, MNRAS, 429, 1695
- [5] Borthakur, S., et al. 2014, Science, 346, 216
- [6] Bouwens, R. J., et al. 2010, ApJL, 709, 133
- [7] Bouwens, R. J., et al. 2011, ApJ, 737, 90
- [8] Bouwens, R. J., et al. 2014, ApJ, 793, 115
- [9] Bouwens, R. J., et al. 2015, ApJ, 803, 34
- [10] Boylan-Kolchin, M., et al. 2014, MNRAS, 443, L44
- [11] Bromm, V. and Loeb, A., 2013, ApJ, 596, 34
- [12] Choi, J.-H., et al. 2013, ApJ, 774, 149
- [13] Choudhury, T. R., et al. 2008, MNRAS, 385, L58
- [14] Dijkstra, M., et al. 2014, MNRAS, 440, 3309
- [15] Ellis, R. S., et al. 2013, ApJ, 763, 7
- [16] Fan, X., et al. 2006, AJ, 132, 117
- [17] Finlator, K., et al. 2012, MNRAS, 427, 2464
- [18] Genel, S., et al. 2014, MNRAS, 445, 175
- [19] Grazian, A., et al. 2012, A&A, 547, A51
- [20] Grogin, N. A., et al. 2011, ApJS, 197, 35

- [21] Hashimoto, T., et al. 2013, ApJ, 765, 70
- [22] Haiman, Z. and Loeb, A., 2001, ApJ, 552, 459
- [23] Heckman, T. M., et al. 2001, ApJ, 558, 56
- [24] Heger, A., et al., ApJ, 591, 288 (2003)
- [25] Hinshaw, G., et al. 2013, ApJS, 208, 19
- [26] Hirano, S., et al. 2014, ApJ, 781, 60
- [27] Inoue, A. K., & Iwata, I. 2008, MNRAS, 387, 1681
- [28] Inoue, A. K., et al. 2005, A&A, 435, 471
- [29] Ishigaki, M., et al. 2015, ApJ, 799, 12
- [30] Ishigaki, M. 2015, Master's Thesis, The University of Tokyo
- [31] Iwata, I., et al. 2009, ApJ, 692, 1287
- [32] Jaacks, J., et al. 2012, MNRAS, 420, 1606
- [33] Jaacks, J., et al. 2013, ApJ, 766, 94
- [34] Jeon, M., et al. 2014, MNRAS, 440, 3778
- [35] Johnson, J. L., et al. 2011, MNRAS, 410, 919
- [36] Jones, T. A., et al. 2013, ApJ, 779, 52
- [37] Kann, D. A., et al. ApJ, 734, 96 (2011)
- [38] Kashikawa, N., et al. 2006, ApJ, 648, 7
- [39] Kashikawa, N., et al. 2011, ApJ, 734, 119
- [40] Koekemoer, A. M., et al. 2013, ApJS, 209, 3
- [41] Konno, A., et al. 2014, ApJ, 797, 16
- [42] Li, Y., et al. 2007, ApJ, 665, 187
- [43] Madau, P., et al. 1999, ApJ, 514, 648
- [44] McLure, R. J., et al., 2013, MNRAS, 432, 2696
- [45] Mortlock, D. J., et al. 2011, Nature, 474, 616
- [46] Nakajima, K., & Ouchi, M. 2014, MNRAS, 442, 900
- [47] Night, C., et al. 2006, MNRAS, 366, 705
- [48] Oesch, P. A., et al. 2010, ApJL, 709, 160
- [49] Oesch, P. A., et al. 2013, ApJ, 773, 750
- [50] Omukai, K., & Palla, F. 2003, ApJ, 589, 677-687
- [51] Ono, Y., et al. 2010, ApJ, 724, 1524
- [52] Ono, Y., et al. 2012, ApJ, 744, 83
- [53] Ono, Y., et al. 2013, ApJ, 777, 155
- [54] Oser, L., et al. 2012, ApJ, 744, 63
- [55] Ouchi, M., et al. 2010, ApJ, 723, 869
- [56] Pawlik, A. H., et al. 2009, MNRAS, 394, 1812
- [57] Pentericci, L., et al. 2011, ApJ, 743, 132
- [58] Pentericci, L., et al. 2014, ApJ, 793, 113
- [59] Planck Collaboration, et al. 2014, A&A, 571, A16
- [60] Razoumov, A. O., & Sommer-Larsen, J. 2010, ApJ, 710, 1239
- [61] Regan, J. A. and Haehnelt, M. G., 2009, MNRAS, 396, 343
- [62] Robertson, B. E., et al. 2013, ApJ, 768, 71
- [63] Romano-Díaz, E., et al. 2012, ApJL, 738, L19
- [64] Schenker, M. A., et al. 2014, ApJ, 795, 20
- [65] Schenker, M. A., et al. 2012, ApJ, 744, 179
- [66] Schleicher, D. R. G., et al. 2010, ApJL, 712, L69

3.4. 初代天体と再電離

- [67] Shang, C., et al. 2010, MNRAS, 402, 1249
- [68] Shapley, A. E., et al. 2003, ApJ, 588, 65
- [69] Shibuya, T., et al. 2014, ApJ, 788, 74
- [70] Spaans, M., and Silk, J., 2006, ApJ, 652, 902
- $[71]\,$ Stark, D. P., et al. 2014, MNRAS, 445, 3200
- [72] Stark, D. P., et al. 2015, MNRAS, 450, 1846
- [73] Steidel, C. C., Adelberger, K. L., Giavalisco, M., Dickinson, M., and Pettini, M. 1999, ApJ, 519, 1
- [74] Steidel, C. C., et al. 2010, ApJ, 717, 289
- [75] Steidel, C. C., et al. 2014, ApJ, 795, 165
- [76] Susa, H., & Umemura, M. 2004, ApJL, 600, 1
- [77] Susa, H., et al. 2014, ApJ, 792, 32
- [78] Tanvir, N. R., et al. 2009, Nature, 461, 1254
- [79] Totani, T., et al. 2006, PASJ, 58, 485
- [80] Totani, T., et al. 2014, PASJ, 66, 63
- [81] Trenti, M., et al. 2009, ApJ, 700, 1672
- [82] Treu, T., et al. 2012, ApJ, 747, 27
- [83] Wanderman, D., & Piran, T. 2010, MNRAS, 406, 1944
- [84] Weisz, D. R., et al. 2014, ApJ, 789, 148
- [85] Yajima, H., et al. 2011, MNRAS, 412, 411
- [86] Yonetoku, D., et al., 2014, SPIE, 9144, id. 91442S 12 pp.
- [87] Zackrisson, E., et al. 2013, ApJ, 777, 39
- [88] Zackrisson, E., et al. 2015, MNRAS, 449, 3057
- [89] Zaldarriaga, M., et al. 2008, ArXiv e-prints, arXiv:0811.3918

3.5 銀河進化と構造形成

3.5.1 検討結果の要旨と必要観測仕様のまとめ

今世紀に入ってからの銀河研究の進展はめざましく、近傍宇宙のみならず遠方宇宙における銀河の多様性、 そして多様な銀河の中で成り立つ物理量間の経験則とその時間進化など、「集合体としての銀河」についての理 解は大きく進んだと言える。2020年代には、現存する望遠鏡による大型探査や望遠鏡アップグレードに加え、 地上超大口径光赤外望遠鏡の登場、さらには大型赤外線宇宙望遠鏡、ミリ波・サブミリ波望遠鏡による大型サー ベイが実現し、これまでにない細かいスケールで遠方銀河を分解し、個別にかつ詳細に調査できるようになる と期待される。2020年代の銀河研究は、以下の3つのテーマを基本軸とし、銀河形成理論と比較しながら個々 の銀河内部の基本的な物理的・化学的性質を解き明かすという方向が一つの大きな潮流になると考えられる。

1 星形成の物理

銀河で起こる星形成は、宇宙の歴史を司る最も重要な要素の一つである。最近の研究では、z~3までの 銀河については多波長での観測によって星形成史の概要がほぼ明らかとなり、星形成率と星質量・金属量 などの物理量間の経験則も確立されてきた。しかし個別の銀河が、さまざまな経験則に縛られながら「ど のように」星を生成し、またその星形成活動を止めてきたのか。星形成の源となるガスの供給・消費のメ カニズムを含め、銀河の星形成活動を支配する根幹の物理的背景は分かっていない。今後は星の原料とな る銀河ガスの空間分布や運動、重元素量を多波長の観測によって調べ尽くすことが必要である。これま で観測が困難であった、低温ガスを高分解能で直接捉えることができるサブミリ波帯での観測や、塵に 覆われた星形成を高感度で捉える中間~遠赤外線観測での観測が鍵となる。また、背景光源に対する吸 収線から銀河周囲のガスの金属量や物理状態を調べることも必要不可欠で、さらにダークマターハロー と銀河の関係から大局的な星形成効率の理解を深めることも同様に重要である。

2 形態獲得の物理

銀河の形態とは銀河の見たまま、ありのままの姿であり、銀河の形態獲得の歴史を明らかにすることは 銀河研究の究極のテーマであることは言うまでもない。銀河の形態と星形成活動には密接な関係がある ことはよく知られているが、なぜそのような関係が構築されるに至ったのだろうか?銀河の形態につい ての理解を発展させるためには、高い空間解像度での遠方銀河の観測が不可欠であり、たとえば8メー トル級望遠鏡での広視野補償光学の実現や、スペースからの広視野近赤外線観測によってかつてない規 模で高空間解像度の無バイアスな広視野サーベイ観測を行い、統計的サンプルに基づいて銀河の構造を 調査すること、そして地上超大口径望遠鏡による面分光観測によって(ガスおよび星の両面から)銀河一 つ一つを分解することで、銀河形態獲得の歴史を解明できる時代に突入すると期待される。

3 構造形成と環境効果の発現

銀河進化への一般的な理解は近年大きく進んだが、銀河団や銀河群といった特殊な環境を遠方宇宙で同 定することは難しく、形成期の銀河団銀河の理解は断片的なものにとどまっている。2020年代には、す ばる望遠鏡などによるかつてない規模の広視野撮像・分光サーベイが完遂し、無バイアスに遠方宇宙の 高密度環境を見つけ出し、高密度環境下の銀河についても一般フィールドの銀河と同様の観測を行うこ とで、環境効果発現の物理過程に迫ることができると期待される。また、スペースからの中間~遠赤外 線での広視野測光・分光探査によって塵に埋もれた爆発的星形成銀河の大集団として銀河団の形成現場 を直接捉えことができれば、これまで静止系紫外線に頼って垣間みてきた遠方銀河団の真の姿にいよい よ迫ることができるだろう。

これらの基本的なサイエンスの軸に沿って、個々の銀河の詳細な観測研究が進むと期待される一方で、銀河 研究につきまとう、さまざまな系統誤差を低減させる努力もいよいよ必要になると考える。たとえば、これま で盲目的に仮定してきた初期質量関数、ダスト減光曲線など、銀河の物理量を大きく見誤る可能性のある系統 誤差に目を当てることも 2020 年代における重要な課題ではないだろうか。

98

3.5.2 今後の方向性

近年の多波長にわたる精力的な観測により、様々な赤方偏移の銀河について星形成率、星質量、形態、金属 量、数密度、空間分布などの物理量が調べられ、特に $z \sim 3$ から現在までにどのように銀河が進化してきたか のおおまかな描像が見えてきた。宇宙における平均的な星形成率が $z \sim 2$ の時代をピークに $z \sim 1$ 以降現在に 向かって低下してきたことや、 $z \sim 1$ あたりで現在の宇宙で見られるハッブル系列がおおよそ出来上がったこ とが分かっている。また、受動的に進化する銀河 (passive 銀河)の占める割合や星形成銀河の星形成率が銀河 の質量と赤方偏移に強く依存していることが明らかとなった。暗黒物質 (Dark Matter; DM) ハロー中でガス が冷え銀河が形成されるという理論モデルが、銀河のクラスタリングや重力レンズの観測を通じて検証された ことも大きな成果といえる。

2020年代ではこれらをさらに発展させ、星形成、形態獲得、更には環境効果の物理を明らかにすることが重 要となる。z>3におけるダストに覆われた星形成やz>1の銀河の力学構造、DM ハローや DM サブハロー の質量の関数としての銀河成長の様子といった、これまでの研究の重要な発展が地上超大型望遠鏡や大口径宇 宙望遠鏡によって可能になる一方で、ALMA などによる冷えたガスの直接観測や地上超大型望遠鏡による吸収 線マッピングを用いた銀河間物質探査によって、星の材料であるガスの物理状態およびその進化についての新 しい描像が得られると期待される。さらに、これまでにない高い感度、高い空間分解能の観測に加えて、観測 量から銀河の物理量を推定する際の系統誤差を抑えることができれば、銀河の星形成率、星質量、金属量、形 態、環境などの各物理量の間に見られる強い相関関係とその時間進化は何に起因しているのか、といった問題 を解き明かすことが可能になる。2020年代は、銀河進化の全貌を明らかにするとともに、それを引き起こして いる物理メカニズムの解明を目指す時代になるだろう。

3.5.3 星形成の物理

星の集合体である銀河の進化を明らかにする上で、銀河の星形成の物理を理解することは、最も基礎的で重 要である。 ここではいくつかの観点から星形成、ならびにそれに関連する物理を議論する。

a) 何が星形成を regulate するのか

歴史とバックグランド

宇宙星形成史は、銀河がいつ、どのようにガスを星に 変えていったかという歴史であり、重元素生成の歴史、 宇宙の電離の歴史にも対応する。星形成史の解明には、 赤外線連続光による探査が特に重要である。なぜなら、 1 < z < 3 で活発な星形成を行っている銀河は、大量の ダストを含んでおり、星形成の結果、生まれた大質量星 からの紫外光がそのダストに吸収され、赤外線で再放射 されるからである (図.3.30; [79])。しかし、 $z \sim 4$ を超 えるような遠方宇宙には、Herschel による遠赤外線探査 も到達することができていない [48]。ダスト SED を用 いた $z \sim 4$ 以上の宇宙の星形成史の解明には、ALMA サーベイ [52] や国立天文台・東京大学等が構想している 大口径サブミリ波望遠鏡 [59] の実現を待つ必要がある。 また、近年では赤外線領域で観測される微細構造線を用



図 3.30: 紫外線 (青、緑、紫) と遠赤外線 (赤、茶) の観測から推定される星形成率密度の赤方偏移進 化 [79](掲載許可取得済み)。

いた星形成率の算出も試みられているが [92; 118; 55; 77]、これを遠方宇宙で適用するには赤外線宇宙望遠鏡 が必要不可欠であろう。 宇宙の大半の星形成史を担う星形成銀河とはどのようなものであり、それらの銀河はどのように星形成を 行っているのであろうか?近年の研究により、少なくとも *z* ~ 6 までの宇宙では、星形成銀河の大部分は、星 形成率と星質量に強い相関を示すことがわかってきた(例えば[136;104;108])。しかし、これらの銀河がどの ようにして星形成率-星質量の相関を維持しているのか、そのメカニズムはまだ解明されていない。一方、割 合としては小さいが、銀河衝突・相互作用のような何らかの突発的なイベントに刺激されて爆発的な星形成を 示す種族もある。これらを統一的に理解する必要があるだろう。

星形成モード

何が星形成を regulate するかという疑問は、近年明らかになってきた星形成銀河に存在する 2 つの "モード"の起源をさぐるうえで、特に注目を浴びている。図 3.31 は、横軸を星質量、縦軸を星形成率としたときの $z \sim 2$ の星形成銀河の分布である。この相関関係上にのる銀河は、主系列星形成銀河と呼ばれ、相関関係の分散が小さいこと、また、相関関係の勾配 $p(SFR \propto M_*^p)$ にほとんど進化がほとんど見られないことから、力学的時間より十分長い時間スケールで似通った星形成史に基づいて星形成活動を行うことがわかっている。

一方で、この主系列よりも sSFR (= SFR/M_* , 単位星 質量当たりの星形成率を示す比星形成率)が高いものも 明らかに認められる。これらは、星形成銀河の主系列に 対して、爆発的星形成 (burst) モードと呼ばれる。微視 的に見れば、こうした種族には銀河衝突・相互作用の兆 候が認められることがしばしばあり、大量の低温星間物 質(分子ガスやダスト)も存在する[116]。銀河衝突起因 の爆発的星形成は、銀河のバルジ成分や楕円銀河の形成 過程そのものと考えられるほか、クェーサーをはじめと した活動銀河核を発現する [28] など、銀河の形態や活 動性、超大質量ブラックホールの進化を決定づける重要 な現象と考えられる。ただし、数値シミュレーションに よれば、爆発的星形成モードを引き起こすには、銀河衝 突や相互作用が必ずしも必要ない場合があるし(例えば [27])、実際に観測でも爆発的星形成銀河全てに相互作用 の兆候が見られるとは限らない [57]。

赤方偏移 0 から 2.5 に時間をさかのぼるにつれて、主 系列星形成銀河の sSFR は ~ $10^{-0.5}$ Gyr⁻¹ から ~ $10^{0.5}$ Gyr⁻¹ へ 1 桁程度進化する [136; 108]。これに関連して、 z = 0 から 2 にかけて、主系列星形成銀河における分 子ガス質量が総質量に占める割合が顕著に増えること もわかっている [122]。過去ほど星形成の材料が豊富に 存在し (ないし供給され)、これが主系列銀河の星形成 活動を促進していることは、想像に難くない。一方で、 3.5 < z < 6.5 では、sSFR の進化はあまり顕著ではない



図 3.31: 赤方偏移 1.5 < z < 2.5 における星質量– 星形成率の関係 [103](掲載許可取得済み)。赤およ び水色の丸印が遠赤外線観測 (*Herschel*/PACS) に よる星形成銀河サンプルで、主に爆発的星形成銀 河 (starbursts) を示す。黒の点と丸印が BzK 銀河 を示し、主に主系列星形成銀河を示す。実線が [21] の主系列星形成銀河を示す。右下の図は、比星形 成率 (sSFR) と星質量の関係として表示したもので ある。

[104]。ただし、これは静止系紫外線観測から導かれた結果であり、赤外線宇宙望遠鏡や ALMA による遠赤外 線やサブミリ波による更なる観測・研究が必要である。

高赤方偏移の円盤銀河は近傍と比べ、より小さく、より不規則な形状 (clumpy) を示し、円盤全体で局所的 に活発な星形成活動を行っていることが、観測的にも理論的にも示されるようになった (例えば [109])。これ は、ガス円盤の力学的不安定性が星形成活動を増進しているか、外部からの頻繁ないし連続的なガス供給 (ま たはその両方) が星形成活動を誘因している可能性を強く示唆する。 しかしながら、どのようなメカニズムが3桁にわたり星質量-星形成率の相関関係(主系列)を維持し、歩調 をそろえて時間進化させうるのかについては、いまだに明らかになっていない。こうした状況から提起される 課題は、(1) 主系列星形成銀河の力学的構造、(2) 主系列星形成銀河のガスの供給メカニズム、(3) 星形成率-星質量平面上での主系列星形成銀河の進化、(4) 爆発的星形成銀河の発現(trigger)と消失(quench)のメカニ ズムの解明であろう。 これには光赤外望遠鏡だけでなく、ミリ波・サブミリ波望遠鏡による分子ガス質量の 系統的探査やガス力学構造の解明も重要であろう。前節に触れたように、宇宙星形成史の最盛期(*z* ~ 1-3)か ら *z* = 0 にかけて、遠赤外線から推定される星形成率密度が宇宙全体のそれを支配していることから[10]、星 形成銀河のほとんどは、モードを問わず多かれ少なかれダスト減光の影響を受けることがわかる。静止系紫外 光だけでなく近赤外線から遠赤外線、さらにははミリ波・サブミリ波に至るまでの包括的な解析が重要だ。

星形成とガスの供給源

SFR-M_{*}のタイトな相関関係から、主系列星形成 銀河では、ガスの in/outflow 率が、あるタイムスケー ルでほぼ一定と推論できる。実際に、主系列星形成 銀河とスターバースト銀河についてケニカット・シュ ミット則を調べたところ、相関関係の傾きはほぼ一 定であるが、同じガス面密度をもつ場合、スターバー スト銀河の方が星形成率密度が 4-10 倍高いことが分 かっている (図.3.32; [22; 42])。しかし、主系列星形 成銀河とスターバースト銀河の関係は連続的なもの か bimodal なのか更なる調査が必要である。z = 0.5から2程度での主系列銀河には、分子ガス質量の星 形成質量に対する割合と sSFR との間に相関がみら れる [123; 80]。つまり、ある一定の星質量をもつと き、主系列関係の上方に存在する銀河の方が星の原 材料であるガスを多くもち、銀河の星形成モードは ガス降着率に制御されていることを示唆する。最近の 研究では、ガスの消費時間は約0.7 Gyr と求められ、 新しいガスが絶え間なく流入していない限り、星形 成の duty cycle を維持できないと考えられる [123].

遠方星形成銀河の高い星形成率から、ほとんどは 銀河衝突や相互作用を経験していると考えられてい



図 3.32: 星形成と銀河ガスの面密度の関係 (ケニカット・シュミット則, [22](掲載許可取得済み))。相関関係の傾きはほぼ一定であるが、スターバースト銀河は 典型的な銀河よりも、あるガス面密度でより高い星形 成率密度をもつ。

た。しかし、ハッブル宇宙望遠鏡 (HST) の 1.6 μ m での深宇宙探査で得られた、z = 2 での ULIRGs²のコンプ リート・サンプルの形態を視覚分類したところ、主系列銀河の約 25%には明らかな相互作用の形跡が確認され たが、半数以上の銀河ではそれが見られなかった [57]。ただし、HST による撮像でも minor merger の診断は 非常に難しい。また、興味深いことに、銀河ディスクにはガスのクランプが多数見られ、非対称であるものが 多数を占めている (例えば [37; 38; 43; 44])。

観測されたこれらの事実をもとに、星をつくるガスの供給源を考える必要がある。銀河へ流入・流出するガスの運動を捉えることによって、星形成を統制する根源を理解できると期待される。過去の研究では、背景光源を頼りに Mg II の吸収線を用いることによって、 $z \sim 1.6$ の高密度領域にある金属量の低い若いガスを検出した可能性が報告されているが [45]、まだ信頼ある観測が少ないのが現状である。地上超大型望遠鏡を用いたより詳細な吸収線観測により、銀河間ガスの 3 次元分布を含め、さらなる研究が進むことが期待される (詳しくはSection 3.5.6)。また、より銀河に近いスケールで、circum-galactic medium(CGM)の運動を一部の銀河に関

²z = 2 での ULIRGs は主系列銀河も含む

して直接観測することが今後できるようになるかも知れない。近年運用が始まった VLT/MUSE や Keck/CWI による広視野で高感度の可視光線面分光観測に加え、地上超大型望遠鏡で CGM を輝線 (Lya) として直接捉 え、銀河の星形成を維持しているガスの運動および性質に制限をつけることができる可能性がある。

また、銀河に流入したガスがどのように消費されるのか、銀河内でのガスの運動の調査も不可欠だ。そのた めには、面分光装置を用いてガスの運動を三次元で捉えることが有効だ。現在でも、VLT/KMOS や (例えば [43; 44; 39])、Keck/MOSFIRE による slit-mapping で (cf. [58]) 銀河ガスの運動 (特に Ha) が調べられている。 しかしながら、望遠鏡や装置の感度不足により観測ターゲットは大質量銀河にバイアスされている。そのため、 地上超大型望遠鏡と高感度の近赤外線 (面) 分光装置の組み合わせによる、典型的な星質量 (~ M_{*}) をもつ銀河 の統計的観測が期待される。また、ミリ波サブミリ波望遠鏡を用いて星の誕生の現場をトレースする分子ガス を検出し、その質量や物理状態から銀河の星形成活動性を探ることもまた重要だ。ALMA は、ダスト放射を 0.01″ で、低温の分子ガスおよび運動を 0.05″ でイメージングできる点で、地上超大型望遠鏡ときわめて親和 性が高い。日本や米国で検討が進んでいる 30–50m 級の単一開口サブミリ波望遠鏡では、サブミリ波カメラに よる広域の銀河ダスト放射撮像や分光撮像装置による分子・原子輝線銀河の直接検出も可能になる。広大な宇 宙論的体積にわたって銀河の低温星間物質の無バイアス探査を可能にする点で、ALMA と相補的である。

これらの次世代の観測により、遠方宇宙で銀河が高い星形成率を維持できている原因 (major/minor merger, violent disk instability, gas inflow) を明らかにすることができるであろう。また、若い大質量星からの放射を静止系紫外線、比較的古い星からの放射を静止系可視光線で観測し (後述の"ハッブル系列の起源" 3.5.4 章も参照)、ガスの運動と比較することによって、星が誕生する過程を追えるだろう。これらの研究が進めば、星形成と後述の他の物理・化学量との関係性 (例えば SFR- M_* -Z)の根底にある物理も明らかになっていくと期待される。

b) 化学進化

恒星内部での元素合成によりできた金属は星間空間へと放出されるため、銀河の星間ガス中の金属量(以下、 単に金属量とする)は、星質量と同様に過去の星形成活動の情報を蓄積した量となる。一方で金属量は inflow や outflow などの銀河へのガスの流入および流出によっても変化するため、金属量を測定することは、このよ うなガスの流入出の過程も含めて、銀河の過去の星形成史を理解することに繋がる。

金属量は銀河質量と相関することが古くから知られて いて [73]、特に星質量と金属量との相関関係 (以下 MZ 関係とする)が精力的に調べられてきた。これまでに、 Sloan Digital Sky Survey (SDSS)の大規模サンプルを 用いて、近傍宇宙における MZ 関係が調べられている [128]。また、近年の近赤外線多天体分光装置の発展によ り、高赤方偏移における金属量の測定も精力的に行われ るようになった。それによると、高赤方偏移ほど同じ星 質量において金属量が低いという傾向があることが明ら かになりつつある [107; 33; 81]。しかしながら、高赤 方偏移での観測は依然として統計的に不十分で、MZ 関 係の時間進化は未だ完全には解明されていない。

一方で、MZ関係には観測誤差よりも大きな分散があ ることが知られていて、これまでにMZ関係に対する様々 な物理量の依存性の研究が行なわれてきた[128;31]。近 年、MZ関係と星形成活動性との関係が議論されており、 近傍銀河は星質量、星形成率および金属量の3次元空間 上でとある基準面 (fundamental metallicity relation; 以



図 3.33: 星質量、星形成率および金属量の関係 (fundamental metallicity relation) [82](掲載許可 取得済み)。

下 FM 関係とする) 上に分布する可能性が指摘されている [82] (図 3.33)。この FM 関係が本当に存在するのか、

なぜこのような面が形成されるのかについては依然として議論が続いている。星形成効率の違い、ガス inflow による希釈効果や金属量の高いガスの選択的な outflow などの可能性が指摘されているが、今後 ALMA を用 いたより直接的なガス質量の測定、地上超大型望遠鏡を用いたガスフローの詳細観測により、答えが示される だろう。また、高赤方偏移においても同様の基準面が存在するかどうかについても明確には分かっていない。 統計的に十分なサンプルが必要なのはもちろんだが、星形成率が低いものから高いものにかけて、パラメタ範 囲を十分広く取るのが困難だからである。現在、すばる FMOS を用いた星形成率が比較的高い (明るい) 銀河 [133; 139]、Keck 望遠鏡 MOSFIRE を用いた比較的星形成率が低い (暗い) 銀河 [120; 106] の分光観測が精力 的に進みつつある。2020 年代には、すばる望遠鏡のファイバー多天体分光器や次世代大口径宇宙望遠鏡によっ て、より大量かつパラメタ範囲の広い近赤外分光サンプルが構築され、高赤方偏移における MZ 関係を明らか にし、FM 関係を始めとした様々な物理量の依存性を明らかにできるだろう。

ガス金属量のみならず恒星金属量を測定することも重要である。一般に星雲輝線でトレースされるガス金属 量は、直近の星形成活動によりできた金属量だが、恒星金属量は過去の星形成史において平均化されたものと 考えられる。SDSS サンプルを用いた研究によると、少なくとも近傍においては、ガス金属量と恒星金属量は よく相関している事が知られている [41]。恒星大気表面の金属量は吸収線を測定することで見積もるが、高い S/N 比での吸収線測定は、現在の大口径望遠鏡を用いても非常に長い観測時間を要するため、高赤方偏移にお ける恒星金属量の測定は限られている [117]。今後、地上超大型望遠鏡などを用いた高感度の分光観測により、 高赤方偏移での恒星金属量の推定を含め、銀河星種族の詳細が明らかになることが期待される。

CGM の金属汚染の歴史を探ることは、inflow/outflow を含めた化学進化を考える上で非常に重要である。 $z \sim 2$ において、銀河 outflow が原因と思われる CGM の金属汚染が観測されている [100; 129]。一方で、銀河 周囲の inflow の立体角が小さいこともあり、理論から予想される inflow (cold accretion) の明確な検出はされ ていない。今後、地上超大型望遠鏡による高感度分光観測や、すばるによる大規模サンプルを用いた銀河周囲 の方位角方向で区切ったスタック解析などにより、新たな展開が期待できるだろう。

c) Quenching の物理

近傍宇宙において、銀河は passive 銀河と星形成銀 河に大別することができる [111; 121]。周囲からのガ ス降着により銀河は星形成を行うのが自然に思える が、何かしらの要因で長い間星形成を行っていない 銀河がいる。そういった銀河は大質量銀河で多く、さ らに時間とともに増えてきたようである [125; 8; 91]。 passive 銀河は、銀河群や銀河団で多く見られるため、 環境効果といった外的要因が大きな寄与をしている と思われるが (詳しくは§3.5.5で)、孤立した中心銀 河でも passive 銀河が多くいるため、内的要因も大き いはずである。ここでは、銀河の基本的な進化過程 を理解するために、環境効果を考える必要のない中 心銀河で星形成活動の停止がどのようにして起こる のかに注目する。



図 3.34: 星質量とダークマターハロー質量の比をダー クマターハロー質量の関数として描いたもの [5](掲載 許可取得済み)。

星形成を抑制するフィードバック機構は少なくとも2つがあり、それぞれ異なる質量レンジで重要となることが 図 3.34 よりわかる。図の縦軸は銀河の星形成効率と解釈することができ、天の川銀河のような $M_{DM} \sim 10^{12} M_{\odot}$ の銀河で最も効率よく星形成をし、それよりも高質量側、低質量側ともに効率が低いことがわかる。低質量 側は一般に超新星によるエネルギーフィードバックで理解できると思われているが、高質量側の低効率はいく つかのアイディアが示されているものの、いまだ理解されていない。しかし、これが先に述べた大質量銀河で passive 銀河が多い問題と直結しているのだ。以下、この問題を観測、理論の両面から議論したい。 観測

現在までに多くの大質量銀河中心には超巨大ブラックホールが存在することがわかっている [63]。ここから、 多少強引な論理ではあるが、AGN 活動が母銀河の大局的な星形成活動に影響を与えている、という考えが現在 主流である [119]³。AGN フィードバックをモデル化し準解析的モデルに組み込むと、長年の問題であった大質 量八ローでの over-cooling が解決でき、星質量関数の重い側の形をうまく再現できることが示された [7; 19]。

しかしながら、AGN フィードバックは現在のところ観測的証拠が間接的なものに限られる⁴。また、その詳 細な物理があまりはっきりしないことも問題であろう。この AGN フィードバックに加え、ハローが十分大質 量になると、周辺から物質が降着する際にショック加熱され、いわゆる hot-mode accretion になることから、 冷たいガスの供給が抑制されることも寄与すると考えられる [26]。これについても、以下の理論的観点から詳 細に触れる。また、こういった質量降着は非常に stochastic であるので、たまたまある時刻で質量降着率が低 いハローに星形成をやめた銀河がいるというアイディアもある [35]。フィラメントに沿ったスムーズな降着で なくハローのようにまとまった降着もあり、これが力学的なガス加熱に一定の寄与をする可能性もある [56]。

こういったアイディアがあるもの、それぞれが必ずしも直接的な観測的予言をしているわけではなく、どう やって観測的検証をするかは非常に難しい問題である。これが大質量銀河でのエネルギーフィードバック機構 が長い間謎のままである一つの理由なのかも知れない。この問題に楔を打ち込む方法の一つとして、3次元分 光により銀河を空間分解し、銀河の星形成はどこから止まるのかを明らかにすることが考えられる。仮に AGN フィードバック、とりわけいわゆる QSO-mode フィードバックにより星形成が抑制されるのであれば、中心か ら外側へ向かって抑制されていくとナイーブに期待される。一方、大局的なガス降着のモードや降着率の変化 が原因となる場合、銀河全体として星形成でガスを消費するタイムスケールで星形成率が下がっていくだろう。 このようにして、空間情報を用いるのがひとつのやり方だろう。

大質量 passive 銀河の割合は、1 < z < 2 で大きく増える [8; 91]。まずはこの赤方偏移を徹底的に調べるの が、この問題を解き明かす近道であろう。例えば、地上超大型望遠鏡による近赤外分光観測により Hα 輝線か ら星形成の空間分布を調べることは重要である。また、ALMA を用いて分子ガスの量を空間マッピングし、星 形成領域での星形成効率を求め、銀河のどの部分から星形成率が抑制されつつあるのかを調べることもできる。

星形成銀河は星質量と星形成率に強い相関が知られているが [21; 29; 135]、この関係の分散の小ささから、 星形成活動は比較的短いタイムスケールで止まっていく可能性がある。この場合、上で述べたような星形成の 止まる場所を同定する作業は難しくなる。ここを補う相補的な手法として、銀河の中で post-starburst 的なス ペクトルを示す場所を探すこともまた重要である。バルマー吸収線の強さと 4000Å ブレークの強さを比較する という手法を用いると、~1Gyr 前から急に星形成活動が止まった領域を同定できる。これも地上超大型望遠 鏡や次世代大口径宇宙望遠鏡による面分光で、高空間分解能で銀河の空間的なスペクトルから、銀河のどの場 所でどういったタイムスケールで星形成が止まっていたのかを調べることが物理を探る方法の一つであろう。

先に述べたように、星形成活動を止める物理機構を同定することは難しい。しかし、2020年代に大きく進展 するであろう 1 < z < 2 の銀河の高空間分解能の近赤外面分光観測により、この長年の重要問題に挑むことが できるだろう。しかし、観測だけで明確な答えを得るのはおそらくは困難で、理論、特に宇宙論的シミュレー ションの進展と、シミュレーションからの観測的予言が極めて重要となるであろう。次にそれを議論したい。

宇宙論的シミュレーション

i) Cold stream/accretion

理論的観点から図 3.34 に示されるような $M_{halo} \sim 10^{12} M_{\odot}$ を境にした quenching でまず議論すべきなのが Dekel & Birnboim [26] の mass quenching である。 彼らの結果は $10^{12} M_{\odot}$ 以下の dark matter halo (DMH) では、降着してきたガスは、衝撃波加熱率よりも冷却率の方が上回ることにより、ビリアル温度に達すること なく cold stream (冷たいガス降着) として直接八ロー中心の銀河に流れこむことを示唆している (図 3.35 左)。

³ AGN フィードバックについては章 3.3.4 も参照されたい。

⁴ 銀河スケールではこれが現状であるが、より大きな銀河団スケールでは、中心の AGN からのジェットが銀河団ガスを吹き飛ばして いる様子が観測されたりと、比較的説得力のある観測が報告されている [88; 34]。

しかし、この冷たいガス降着と、一旦ガスが ビリアル温度まで加熱されてから放射冷却で エネルギーを失って銀河へと供給される「熱 いガス降着」(図 3.35 右)では何が本質的に異 なるのだろうか。 ガス供給のタイムスケール について考えると、 $< 10^{12} M_{\odot}$ のDMHでは ガスの冷却時間の方が自由落下時間よりも短 いので、冷たいガス降着として直接銀河に供 給されても、一旦ビリアル温度まで加熱され



図 3.35: 銀河へのガス供給の 2 つのモード

ても、ガスは自由落下時間で供給されることになり、特に違いは存在しない。この2つのモードの本質的な違いは、実はまだよく理解されていないのではないだろうか。

そこで、「冷たいガス降着を禁じたシミュレーション」というものを行い、この2つの降着モードが銀河進 化にどう異なる影響を与えているのか理解することが重要であろう。具体的には、シミュレーション中で降着 衝撃波を検出して、その瞬間その場所だけ放射冷却を禁じることにより、全てのガスが一旦ビリアル温度まで 加熱されてから銀河へと供給されることを保証する。このシミュレーションと、通常のシミュレーションを比 較することにより、ガスが一旦ビリアル温度まで加熱されることによって引き起こされる現象と、ガス供給の タイムスケールで決まる現象を区別し、熱いガス降着が銀河に与える影響を明らかにできるだろう。

ii) AGN feedback

一方、ガス降着が熱いガス降着になること だけでは大きな DMH 内での星形成は十分抑 制できないことはシミュレーションからも明 らかである [96]。このことは、古くは銀河団 におけるクーリングフロー問題として知られ ている。この問題を解決するために星形成に 依存しない加熱源が必要であり、上でも触れ た AGN フィードバックはそのような加熱源 として現在最も有力視されているものである。

AGN フィードバックには2種類ある。1つ はSilk & Rees[112] 的に銀河中心ブラックホー ルが急激に成長し、降着円盤からの輻射によ り周囲のガスが吹き飛ばされるというもので QSO-mode feedback と呼ばれる (図 3.36 左)。



図 3.36: ブラックホールへの降着率の違いによる円盤の性質 の変化と AGN フィードバック

もう1つは、準解析的モデルでクーリングフロー問題を解決するために取り入れられることの多い、radio-mode feedback と呼ばれるものである [19; 7]。後者は、クーリングフロー状態にある DMH の中心銀河の AGN か らジェットが噴出され、それ以上のガス冷却を止めるというモデルであり、大きな DMH 内の中心銀河の星 形成を上手く止めることができるようになっている。 この物理的背景をもう少し考えると、質量降着率が $\dot{M}/M_{\rm Edd} < 0.01$ になると、降着円盤は radiatively inefficient accretion flow (RIAF) になり、幾何学的に厚い 円盤からジェットが生成されることが知られている (図 3.36 右)。銀河形成シミュレーションに、この降着率の 違いによる AGN feedback のモードの切り替えを導入し、RIAF からのジェットが八ロー内の熱いガスを直接 加熱するプロセスを取り入れると、radio-mode feedback が自然に実現されることが分かってきている [95]。

明らかにすべきことは (1)QSO-mode と radio-mode、どちらが銀河の星形成を止める上で主要な役割を果た すのか、(2)QSO-mode から radio-mode への変更を促す銀河スケールの物理とは何か、ということである。具 体的には、QSO-mode feedback でガスを吹き飛ばして星形成を止めた後、radio-mode feedback がその後のガ ス冷却を止めて、銀河の星形成が止まるのか、それとも QSO-mode 自体はあまり重要ではなく、単純に星形 成でガスが枯渇し、radio-mode feedback によってその後のガス供給も断たれることが本質なのかを区別する



図 3.37: 赤方偏移 1-1.5(上段)と 2-3(下段)の巨大なクランプを持つ銀河の HST BVz-バンド 3 色画像 [49](掲載許可取得済み)。

必要がある。また、この QSO-mode から radio-mode への切り替えは、銀河へのガス供給のタイムスケールに よって決まるのか、それとも銀河へのガス供給のモードの変化によって引き起こされるのかも明らかにしたい。 これらを明らかにするために、それぞれの AGN feedback を ON/OFF したシミュレーションや、前に述 べた冷たいガス降着を禁じる手法を組み合わせることで、それぞれの物理過程の役割を明らかにしていくこ とが重要だろう。そして QSO-mode と radio-mode 両方が効いて銀河の星形成が止まるシミュレーションと、 radio-mode だけが効くシミュレーションの観測的特徴を比較し、これらのシナリオを観測的に区別する方法を 確立したい。これらのシミュレーションによって、星形成銀河から passive 銀河への進化過程のみならず、銀 河と銀河中心ブラックホールの共進化についても大きく理解が進むはずである。

3.5.4 ハッブル系列の起源

銀河の最も特徴的な性質のひとつに形態の多様性が挙げられる。現在の宇宙において、比較的明るい銀河は その形態によって、楕円銀河、S0銀河、渦巻銀河といったハッブル系列に分類することができる。この系列に 沿って、銀河の力学構造や星の年齢分布、星とガスの質量比といった銀河の基本的な物理的性質が系統的に変 化していくことが知られており、これらの銀河の構造がどのようにして作られたのか、またその多様性の起源 がなにかということは、現在の天文学における最も重要な未解決問題の一つである。

90年代半ば以降、HSTによる高空間分解能観測によって、遠方銀河の形態を直接観測し、その時間進化を調べる研究が本格的に進められた。また、近年では地上 8m 級望遠鏡による補償光学と面分光を組み合わせた観測によって、遠方銀河の電離ガスの運動を詳しく調べることができるようになった。しかし、現在のこれらの観測には観測視野、空間解像度、感度などに限界があり、銀河がどのように基本的な構造を獲得したかを解明するためには、次世代観測機器によってこれらの限界を克服することが重要になる。以下では、銀河の形態・構造の進化について、最近の研究で明らかになったことと、現状では未解明であるが、次世代の観測機器によって解明が期待される点について具体的に述べる。

これまでの HST の深撮像探査から、赤方偏移 1 あたりでは、現在の宇宙で見られるようなハッブル系列に のる銀河が数多く存在するのに対して [130]、赤方偏移 2–3 の時代まで遡るとハッブル系列に整理できない不規 則な形態を持つ銀河の割合が高くなることが分かってきた [90]。最近の研究では、この赤方偏移 1-3 の時代で 銀河の形態がどのように進化したのかについてより詳細に調べられている。はっきりとした渦状腕を持つグラ ンドデザイン渦巻銀河については、赤方偏移 1 あたりまでは比較的数多くみられるが、赤方偏移 1.5 を越える とごく少数が発見されているのみで、その数密度は非常に小さくなっていると考えられている [68]。このこと からこれらの銀河の形態は赤方偏移 1.5 あたりで形成されたと推測されるが、一方で現状の観測データが近傍 銀河の観測に比べると、感度・空間解像度が低い効果で渦巻パターンが見逃されているのではないかとの指摘 もある。これらのグランドデザイン渦巻銀河の形態の出現時期に決着をつけるためには、感度・空間解像度に おいてそれぞれ一桁程度の向上が期待される地上超大型望遠鏡や大口径宇宙望遠鏡の観測が重要になるだろう。

渦巻銀河のかわりに赤方偏移 1.5 を越える時代でよく見られる形態として、直径が 1kpc を越えるような巨 大なクランプを持つ銀河が挙げられる(例えば、[30]、図3.37)。これらの銀河のうち、いくつかの明るい銀河 の面分光観測によって、これらは比較的大きな回転速度を持つ円盤状の形態で、その円盤の中に直径が円盤全 体の 1/10 を越える巨大なクランプを持つ天体であることが示唆されている [36]。巨大なクランプの起源とし ては、ガス円盤の重力不安定性によって形成されたとする説が有力視されており[54]、時間とともに星形成が 進行して質量における星成分の割合が高くになるにつれて、ガス円盤も重力的に安定になって、ハッブル系列 にのるような渦巻銀河に進化していくと考えられている。また、これらの巨大なクランプが中心に集まって合 体することによって、渦巻銀河のバルジや早期型銀河が形成されたというシナリオも提唱されている(例えば、 [93])。これらのシナリオを検証するためには、さまざまな環境を含む広視野にわたるクランピー銀河の探査を 行い、その数密度進化を調べ、個々の天体の星質量、星形成率、星種族や力学状態といった物理的性質を渦巻 銀河や楕円銀河と比較することが必要となる。これを行うためには、広視野宇宙望遠鏡やすばる GLAO のよ うな広視野補償光学装置が重要になるだろう。広くて深い高解像度の近赤外線撮像観測を行うには宇宙望遠鏡 が有利であるのに対して、地上望遠鏡には狭帯域フィルターを用いた星形成領域あるいは電離ガスの形態の調 査や多天体面分光といった観測の柔軟性・多様性という利点がある。また、地上超大型望遠鏡の高感度・高分 解能の観測によって、クランプを分解してその力学状態などの物理的性質を詳しく調べることで、クランプの 起源とその進化の行方についての知見が得られるだろう。

早期型銀河の形態進化の研究における最近の大きな進展は、赤方偏移2付近での多くの非常にコンパクトな 大質量 passive 銀河の発見である(例えば、[20])。これらの銀河は同程度の星質量を持つ近傍早期型銀河と比 べ、サイズが3–5倍ほど小さい。これらの天体がどのように現在の大質量銀河に進化したのかについては、現 状では dry minor merger を重ねることによってサイズが成長したのではないかという説が有力視されている [97]。また、abundance matching の手法を用いた解析からは、これらの大質量銀河はまず赤方偏移2–3の時代 に内側の部分が先に形成され、その後に外側での星質量集積が進んだという minor merger 説を支持する結果 が得られている[131]。大質量早期型銀河の形成・進化を明らかにするためには、GLAO や広視野宇宙望遠鏡 を用いて非常に広視野にわたる高解像度撮像サーベイを行い、赤方偏移2–3の時代の大質量銀河のサイズ分布 を調べ、統計的に高い精度でその進化に制限をつけることが必要になる。特に現在の宇宙において大質量早期 型銀河の多くが銀河団のような高密度環境に存在することを考えると、これらの銀河の数密度や物理的性質の 環境依存性を明らかにすることが重要になるだろう。また、このような広視野観測から、各時代でどのような

銀河のサイズ進化を理解する上で必要だろう。 近年の高赤方偏移における銀河の形態進 化の研究における大きな成果として、面分 光観測による銀河内部の力学構造の調査を 挙げることができる。補償光学装置および 近赤外線面分光装置を搭載した 8m 級望遠 鏡によって、赤方偏移1を越える星形成銀 河の電離ガス輝線を空間分解して観測でき るようになり、これらのガスの運動を詳し く調べることが可能になった。赤方偏移1-3 の大質量星形成銀河の面分光サーベイであ る SINS サーベイでは、60 個を越える銀河 について Hα 輝線の面分光観測を行い、回 転運動が支配的な銀河、コンパクトでラン ダムな速度分散が支配的な銀河、合体・相互 作用の兆候が強い銀河がそれぞれおよそ1/3 ずつの割合であるとの結果を得ている([36]、 図 3.38)。これらの銀河の特徴として、速度



図 3.38: SINS サーベイによる 1 < z < 3 の大質量星形成銀河 の H α 輝線速度マップ [36](掲載許可取得済み)。黄色の点線は その天体が補償光学装置を用いて観測されたことを示す。

分散が大きいことが挙げられる。回転運動が支配的な銀河でさえも、低赤方偏移の渦巻銀河と比べてはるかに 大きい速度分散を持つことが分かってきている。このようなガスの運動は、これらの銀河がどのようにして形 成されたかの手がかりになることに加えて、赤方偏移 0-1 のハップル系列の中のどの種類の銀河にどのように 進化していくかを調べる上で非常に重要である。現状では補償光学および面分光装置で観測された高赤方偏移 の銀河の数は限られているが、今後多天体面分光装置によって、より多くの大質量星形成銀河についての観測 を進めて力学構造の統計的性質を明らかにするとともに、赤方偏移 1 程度のハップル系列にのるような銀河に 対しても同様な観測を行い、両者を比較することでハップル系列への進化過程の重要な手がかりが得られると 期待される。また、地上超大型望遠鏡や大口径宇宙望遠鏡による、より高感度・高空間分解能の面分光観測は、 星形成率および星質量が数倍から 1 桁程度小さい比較的表面輝度の低い星形成銀河についての同様な研究を可 能にすることに加え、大質量星形成銀河の低輝度成分(例えば、クランピーな銀河における土台の円盤成分の 力学構造など)についても詳しい情報を与えてくれる。

また、地上超大型望遠鏡や大口径宇宙望遠鏡の面分光装置によって、赤方偏移1付近の大質量銀河の星の吸 収線を観測して、銀河を構成する星の運動の情報を得ることができるようになるかもしれない。これは星形成 がすでに止まった銀河について力学構造を調べることができるので、大質量早期型銀河の形成過程を探る有力 な手法となり得る。最近の面分光サーベイ観測から、現在の宇宙における楕円銀河には、その力学構造におい てランダムな速度分散が支配的な種族と比較的強い回転運動を示す種族があることが分かってきており[32]、 それぞれの種族がどのように形成されたのかを解明するためにも、高赤方偏移の大質量銀河の星の運動を調べ ることは重要になる。

銀河の形態、サイズ、力学構造に重要な影響を与え得る過程として、銀河の合体がある(例えば、[89])。銀 河の合体が起きる頻度を観測的に調べる手法としては、主に、合体している最中の銀河に特徴的な形態を示す 天体の割合を調べる方法(例えば[75])と、比較的短い時間で合体すると期待できるほど互いに近距離にある銀 河のペアを探査する方法(例えば[72])があるが、これまでの研究では、特に赤方偏移1を超える時代において は、研究ごとの結果のばらつきが大きい。広視野宇宙望遠鏡による広視野にわたる高解像度観測は、統計的精 度を高める点において、またその環境依存性を調べる点においても重要になる。地上超大型望遠鏡や大口径宇 宙望遠鏡による従来より一桁程度深い観測は、tidal tail などの比較的低い表面輝度の合体の兆候を高い検出率 で調べることができる点で意義が大きい。これらの望遠鏡による高感度の面分光観測による電離ガスの運動の 情報によって、実際に合体中の銀河かどうかを高い精度で確認することも可能になる[74]。また、銀河ペアを 用いた手法については、広視野にわたる高解像度の多色測光サーベイによって、測光赤方偏移で選択された大 規模銀河ペアサンプルを構築することで、統計的精度を高めることが期待される。さらには、ファイバー多天 体分光器を用いて大規模分光サーベイを行い、確実に合体が期待できるペアサンプルを構築することもできる だろう(例えば、[127])。

これまでに述べた赤方偏移 2–3 の銀河自体が、どのような過程を経て形成されたのかを理解するためには、 さらに遠方の天体の観測が必要になる。例えば、赤方偏移 2–3 で見られる非常にコンパクトな大質量 passive 銀河は、その形成段階においてはコンパクトな星形成銀河であったことが期待される [2]。もし、このような大 量の星が比較的短い時間スケールで形成されたとすると、予測される星形成率は高くなり、非常に多くのダス トをともなった天体になっていると考えられる (例えば、[102])。そのような銀河の形成過程を解明するために は、地上超大型望遠鏡による非常に高い感度・空間解像度の観測に加えて、赤外線宇宙望遠鏡による遠赤外線 波長帯での分光観測を用いて、大量のダストを見通してその奥の物理状態を調べることが必要不可欠になるだ ろう。

3.5.5 宇宙の構造形成に伴う銀河進化

銀河は単独でも進化・成長するものであるが、銀河周囲の環境とも相互作用しながら成長するという側面に も注意が必要である。我々の住む銀河系も局所銀河群のメンバーであるように、現在の宇宙に存在する多くの 銀河は銀河団や銀河群といった様々な規模の群れをなして存在している。そのため、銀河の周辺環境が銀河進
化におよぼす影響(いわゆる「環境効果」)への理解を深めることは、銀河進化を理解するうえで極めて重要な ポイントになってくる。

この環境効果をつかさどる物理過程とその起源を探るためには、過去の宇宙における銀河集積の現場を捉え、 そのなかで成長する銀河の様子を詳細に調査する必要がある。最近では多波長の観測から、 $z \sim 1.5$ を超える (原始)銀河団も続々と報告されるようになってきた([126; 46] など)。このような遠方銀河団には、近傍銀河団 のように星形成を終えた銀河ばかりではなく、非常に活発に星形成を行う銀河が多く存在していることが示さ れており [50]、そのなかには $10^{11}M_{\odot}$ を超える巨大な星質量をもつ星形成銀河の存在も複数の研究によって報 告されている([86; 64] など)。このような遠方銀河団に特有の銀河種族こそ、現在の宇宙の銀河団に見られる大 質量銀河の祖先であり、銀河環境効果を理解するうえで鍵を握る種族であると考えられる。2020 年代には(1) これらの銀河種族を地上超大型望遠鏡や ALMA などを用いてキロパーセク以下のスケールに分解してその内 部構造を明らかにする、そして(2) スペース赤外線観測によって銀河進化と環境効果の発現時期に迫る、とい う点において以下の通り重要な進展が期待される。

(1) 銀河の内部構造と力学状態から探る、銀河環境効果の物理過程の解明

最近の観測によれば、いわゆる「星形成 銀河の主系列」は環境に依存しないとい う結果が近傍から遠方宇宙までの幅広 い時代において得られている (図 3.39: [98; 65] など)。これは、銀河を一つの天 体として見たときに、マクロなスケー ルでは星形成銀河の性質はほぼ銀河の 質量で決まり、環境による影響は小さ いことを意味している。しかし、銀河 内部で起きる星形成領域の分布やサイ ズ、運動状態、ガスの流入出、AGNの 有無など、ミクロなスケールまで銀河 を調べ尽くしたとき、本当に銀河団銀 河とフィールド銀河が同じ物理状態に あるのだろうか?たとえば銀河団領域 では深い重力ポテンシャルのためにガ スの流入率が高いという効果や、その



図 3.39: 現在の宇宙における星形成銀河主系列の環境別比較 [98](掲 載許可取得済み)。左図は低密度環境、右図は高密度環境の星形成 銀河について描かれたものであるが、両者がよく一致していること が分かる。

深いポテンシャルのためにアウトフロー等でガスを吹き飛ばしても重元素汚染されたガスが銀河に戻ってくる といった効果も起こりうる [23]。実際に最近の近赤外線分光観測から、*z*~2の原始銀河団の銀河は、同時代の フィールド銀河に比べて、同じ星質量の銀河でも金属量が高いという傾向も見え始めている ([67; 110] など)。

そこで、高空間解像度の面分光観測によって、銀河内部のガスの運動、金属量勾配、星形成率密度などをさ まざまな環境下の銀河について描き出し、上記の疑問に一つずつ答えを出していく作業が必要である。遠方銀 河の面分光観測は輝線を空間分解し検出する必要があるため長時間の観測を必要とするが、GLAOを搭載し た広視野多天体面分光装置が実現すれば、HSTの空間解像度と同レベルの解像度で、効率良く1000個のオー ダーで遠方銀河の面分光「サーベイ」が可能になる。さらに地上超大型望遠鏡を用いることで、小質量銀河の 面分光観測が現実的な観測時間で可能となり、その内部状態にも手が届くようになるだろう。

(2) 赤方偏移3を超える宇宙大規模構造形成現場の静止系可視光域での探査

我が国では 2000 年代のすばる望遠鏡の活躍によって、広視野観測に基づいた銀河サイエンスが飛躍的に進歩 した。2020 年代前半にかけてはすばるによる超広視野測光・分光サーベイも計画されており、いよいよ広視野 サイエンスの道を究めようとしている。ただし、地上望遠鏡の観測では、(これまで同様に)z > 3 の銀河探査 においては静止系紫外線の情報に頼らざるを得ないことには注意が必要である。この問題を打破し、静止系可 視光で z > 3の時代を開拓するためには、スペース赤外線望遠鏡による $\lambda > 2\mu m$ での高感度の観測が不可欠 である。また、環境効果の観点でいえば、遠方宇宙に銀河団のような稀な天体を見つけ出し、さらにその個性 をきちんと調査する必要性から、広い視野でのサーベイ観測が強く求められるため、波長 1–5 μm をカバーす る広視野宇宙望遠鏡に大きな期待が集まっている。特に広視野宇宙望遠鏡にナローバンドを搭載することで、 H α 輝線を $z \sim 6$ まで捉えることが可能である。これによって初めて、宇宙再電離後 ($z \sim 6$)の宇宙から星形 成活動のピーク期 ($z \sim 1-3$)を経て現在の宇宙 ($z \sim 0$)に至る、すべての時代を通して完全に同一の観測量に基づいて銀河の進化を網羅的に理解することが可能になる。

ー方で、現在の宇宙の銀河団に見られるような大質量楕円銀河は、初期宇宙において短いタイムスケールで 爆発的に形成されたと考えられている。そのため初期宇宙に存在する形成初期の銀河団はダストに深く埋もれ た爆発的星形成銀河の集団として捉えられることが予想される [47]。実際に [124] によれば、*z* = 3 の密度超過 領域においてサブミリ銀河と Lyα 輝線銀河の分布に空間的な相関が示されており、銀河進化の全貌を理解する ためには、銀河のダスト放射 (すなわち静止系赤外線)の観測を並行して行うことが重要である。これは赤外 線宇宙望遠鏡によって実現することが可能で、初期宇宙の大規模構造に沿ってダストに埋もれた星形成銀河を 直接捉え、ダストに覆われたスターバーストが「いつ・どこで」発現してきたのかを時間軸と環境軸で定量化 できる。また、見つかった個々の銀河については ALMA でその赤外線放射、ガス輝線を空間的に分解し、各 銀河が急速に成長する現場を直接検証することができるようになる。このように、地上・スペース観測の枠組 みを超えて、すばる望遠鏡と広視野宇宙望遠鏡による超広視野観測から遠方宇宙の骨格を捉え、赤外線宇宙望 遠鏡 (および ALMA) によってその隠された部分をあぶり出すという戦略によって、我が国の光赤外コミュニ ティが目指してきた真の多波長広視野サーベイが完遂すると期待される。

3.5.6 ダークマターと銀河間ガス

先の章は光で見られる銀河を議論したが、光として直接検出できない吸収線系天体はそれらよりもはるかに 大量に存在している。また、銀河とそれをとりまくダークマターハローの関係を理解することも、銀河進化を 探る上で極めて重要となる。以下、これらについて触れたい。

銀河とダークマターの関係

銀河はダークマターハロー内にガスが集まって形成され たと考えられている。銀河形成の母体であるハローが、銀 河とともにどのように成長し、銀河の性質に影響を与えた のかを調べることは、銀河進化研究において重要である。

銀河八ロー関係を調べる手法として、八ロー占有分布 (HOD)が広く用いられている [3; 137]。HODでは、銀河分 布の統計的性質が八ロー質量によって決まっていると考え、 銀河クラスタリングや銀河と重力レンズの相互相関(銀河・ 銀河レンズ)の観測情報から、銀河サンプルの平均的なホ ストハロー質量やサテライト銀河の割合の推定を行う。こ れまで様々な銀河カタログから、銀河の明るさ、色、星質量 などの性質とホストハロー質量の対応関係が系統的に調べ られてきた [138]。図 3.40 は COSMOS データに基づく星質 量・八ロー質量関係を示した結果である。 $M_* = 7 \times 10^{10} M_{\odot}$ 付近で星質量とハロー質量の比がピークをもつことがわか



図 3.40: COSMOS 銀河カタログの銀河・銀河 レンズ、銀河相関から得られた星質量 (*M*_{*}) と ハロー質量 (*M*_{200b}) 関係 [69](掲載許可取得済 み)。

る [69]。銀河の星質量や星形成率とホストハロー質量の関係の時間進化を精密に調べることは、今後の大規模 銀河サーベイの主要な目標のひとつである [4]。 HOD の枠組みより一歩進み、ハローの合体史や形成過程に立脚した銀河・ハローの関係を探る方法が、サブ ハロー・アバンダンス・マッチング(SHAM)法である。SHAM法では、ダークマターハロー内部で質量密度 ピークをもつ「サブハロー」領域が銀河に対応すると考え、銀河の明るさや色などの性質が、サブハローのど のような性質と密接に対応しているのかを明らかにする。例えば、銀河の明るさは、最大回転速度を通して測っ たサブハロー質量に単調な関係を仮定するだけで、銀河の明るさごとのクラスタリングの違いをパラメターを 一切用いずに見事に再現することができる[14]。また、サブハローの形成時期や質量情報を組み合わせること で、銀河の色ごとのクラスタリングの違いを再現することができつつある[85;51]。SHAMは、銀河とダーク マターの共進化を調べる強力な手法ではあるが、銀河の性質が複雑なガス物理や輻射過程、AGNのフィード バックなどの影響で主に決まる場合は、良い対応関係を得ることができない。銀河の性質をサブハローだけで どこまで記述できるかは、バリオン物理を考慮した銀河形成の詳細なシミュレーションを通して評価できるだ ろう[132]。2020年代には、様々な大規模銀河撮像・分光観測計画が進行しており、理論と観測の両面から、銀 河とダークマターの関係の理解が大きく進むことが期待できる。

銀河間物質

直接検出が困難な銀河間物質 (Inter-Galactic Medium; IGM) や遠方の暗い銀河は、これらが背後にある クェーサーの視線上に存在する場合は、クェーサーのスペクトル上に吸収線という形で検出することができる。 この手法を元に、我々は遠方宇宙から近傍宇宙に至るまで、ガス相として存在する物質の空間分布、運動学的 性質、化学組成、電離状態、温度、密度などの情報を得ることができる。ここでは銀河進化や構造形成と関 わりが深い2つのテーマ(第1世代星による重元素汚染、IGMの3次元マッピング)について詳細を述べる。

(a) 第1世代星による重元素汚染 — IGM は第1世代星 (Pop II I 天体)による重元素汚染を受けた後、さらなる重元素汚染を起こす 銀河が周囲に存在しないため、吸収線 (Ly α forest) が金属量の下限 値 (metallicity floor)を持つ可能性がある。金属量の測定には、Ly α forest とのブレンドが起こりにくい C IV $\lambda\lambda$ 1548,1551を用いるのが 一般的である。しかし IGM の金属吸収線は非常に弱く、直接的な検 出が困難であるため、従来は Stacking 法 [76]、または Pixel-by-pixel 法 [18] という間接的な手法が用いられてきた。近年では取得データ S/N 比の向上にともない、Ly α forest に埋もれた O VI $\lambda\lambda$ 1032,1038 吸収線の検出も可能となった。その結果、柱密度が 10^{13.6} cm⁻² 以上 の Ly α forest (宇宙平均に対し 1.6 倍程度の密度)に対しては 7 割以 上が金属吸収線を持ち、典型的な金属量が [Z/Z_☉]~-2.85 程度であ ることが分かっている (図 3.41) [113]。しかし、残された 3 割の Ly α forest が metallicity floor を持つのか、あるいは原始的な組成を持つ のかは現時点では分かっていない。

シミュレーションで見積もられている Pop III 天体による重元素汚 染が、最大で $[Z/Z_{\odot}]$ ~-3.5 程度である [78; 9] ことを考慮すると、検 出限界を $[Z/Z_{\odot}]$ ~-4 程度にまで下げることにより、第 1 世代星の痕 跡に迫ることが出来るかもしれない。一方、柱密度が 2×10^{20} cm⁻² よりも大きい Damped Lyman Alpha (DLA) system は銀河との関連



図 3.41: Ly α forest [113] と DLA [101] に対して評価された金属量の分 布(点線)、および極端に小さな金属 量を持つふたつの LLS [40] の金属量 (下矢印)。2020 年代には検出限界を $[Z/Z_{\odot}] \sim -4$ まで下げることが望まれ る。

が強いと考えられているが、実際に z < 5 においてホスト銀河からの重元素汚染による化学進化がみられる。 分散はあるものの Lyα forest と比べて相対的に高い金属量を持つことが分かる (図 3.41) [101]。

ところが近年、両者の中間的な柱密度をもつ吸収線 (Lyman Limit System; LLS) の中に、Ly α forest より も小さな金属量を有するものが $z \sim 3.3$ で 2 つ発見された [40]。宇宙平均の 100 倍以上の密度を有する LLS に、対応する金属吸収線が一つも検出されなかったのである。吸収線の検出限界を考慮し、また典型的な LLS に対する電離状態を仮定すると、これらの LLS に対する金属量は [Z/Z_{\odot}] \sim -4.0 と見積もられる。近傍銀河に よる重元素汚染(最大で数百 kpc にも広がる)はもちろんのこと、Pop III 天体による重元素汚染すら充分に 受けていない可能性がある。考えられる解釈としては、(1)ばら撒かれた重元素と IGM の混合が小さなスケー ルではまだ充分に進んでいない、(2)吸収体の正体は銀河に流れ込む primordial なガスである、などが挙げら れている。10 メートル級望遠鏡の観測時間を大量に投入して primordial な組成をもつ LLS のサーベイを行う ことにより、宇宙規模での重元素の混合の一様性/非一様性が見えてくるかもしれない。上記 2 つの解釈につ いては、LLS に対応するガスの内部構造の解明が不可欠であるが、これは次に述べる IGM の 3 次元トモグラ フィーが利用できるだろう。

(b) 銀河間物質の3次元マッピング — 従来のクェーサーに対する高分散分光観測の結果から、Ly α forest は約 3h⁻¹ Mpc のスケールでクラスタリング傾向を示すこと [115] が知られている。これは、数値流体シミュ レーションで再現される大規模構造を反映していると考えられる [12]。クラスタリングスケールは晴れ上がり 時の密度揺らぎに起源を持つバリオン音響振動の情報を提供するため、宇宙論パラメータの測定にも利用でき る [87]。実際、SDSS-III/BOSS 計画 [24] では、150 万個の銀河とともに 15 万個のクェーサーのスペクトル上 で検出された Ly α forest の情報を利用して、2%程度の精度で宇宙論パラメータの測定に成功している [25]。な お、実際に Ly α forest がみせる(視線方向と横断方向を含めた)3次元的なクラスタリングスケールは、最大 で 100h⁻¹ Mpc 程度にまで達することが分かっている [114]。

このLya forest の3次元分光観測を、より多くの視線に対して行うことができれば、IGM の3次元マッピン グを行うことも可能である [99]。重要なのは背景光源の空間数密度であるが、 BOSS 計画の場合は $\sim\!\!15\,$ 個 \deg^{-2} 程度 $(g \le 22)$ であり、横断方向に対して $\sim 20h^{-1}$ Mpc の空間分解能しか再現できない [15]。一方、背景光源と して星形成銀河を用いた場合、空間数密度、空間分解能はそれぞれ \sim 1000 個 deg $^{-2}$ ($g \leq 25$)、 \sim 2.3h $^{-1}$ Mpc と なる [71]。近年、この星形成銀河を背景光源とした 3 次元分光観測の実現可能性が検討され始めている [70]。必 要な波長分解能 R は空間分解能程度でよく、赤方偏移 $z \sim 2.25$ で規格化すると、 $R \ge 1,300 \left(\frac{1h^{-1} \text{Mpc}}{d} \right) \left(\frac{1+z}{3.25} \right)$ $\sim 1,000$ となる(dは空間分解能のスケール)。また擬似スペクトルを用いたシミュレーション結果から、 $\mathrm{S/N}$ 比は 4 Å⁻¹ 程度で十分であることが分かっている [70]。また、星形成銀河は静止波長の 1140 – 1190 Å におい て特徴的な輝線/吸収線を持たないため、この領域に限定すればクェーサーと同等な背景光源となる[6]。さら に多視線分光データの3次元化については、Wiener フィルター法とノンパラメトリック法という2つの手法 が提案されている[71:15]。これらの手法に対する予備観測は10メートル級望遠鏡を用いてすでに行われてお り、10h⁻¹ Mpc スケールのクラスタリングの再現に成功している (図 2.10)。将来的には背景光源を約 1000 個 に拡張する計画 (CLAMATO 計画) が立案されている [71] が、1h⁻¹ Mpc スケールの詳細な構造に迫るために は、更に暗い星形成銀河を観測して、背景光源の密度を増やす必要がある。地上超大型望遠鏡では $q\sim 26$ の 星形成銀河を2時間程度の積分で、 $R \sim 1,000$ 、 $\mathrm{S/N}{\sim}$ 3で観測することが可能である。前例のない超高密度 の多視線分光をすることにより、2020年代には、IGM の3 D トモグラフィーによる遠方宇宙 (z > 2)の大規 模構造が、文字通り手に取るように分かる時代が到来するだろう。

3.5.7 系統誤差

ここまで 2020 年代に進展が期待できるサイエンスに触れた。今後の大規模サーベイデータを用いて、現在 よりもはるかに大きなサンプルで統計的な研究も行われるだろう。それにより統計誤差は少なくすることはで きるが、系統誤差は減らすことはできない。特に銀河サイエンスにおいては、銀河の物理量を観測から推定す る場合に必然的に入る系統誤差が大きな問題となる。改善すべきいくつかの代表的な系統誤差を議論したい。

初期質量関数

初期質量関数 (IMF) は銀河の物理量を推定する様々な場面で登場する。星形成率や星質量はその主な例だろう。しばしば Salpeter[105] や Chabrier[13] が仮定されるが、両者だけで約2倍異なる星形成率や星質量が出て くる。これは大きな違いである。近年、近傍銀河の分光観測から IMF は銀河質量に依存していて、大質量銀河 ほど bottom-heavy であるという示唆もある [131; 17; 11]. なぜ IMF が質量依存するか、その物理はまだ理解 されていないが、IMF が universal であるという仮定は楽観的すぎるであろう。IMF が時間や銀河の物理量に どう依存しているのかを観測的に明らかにすることは、銀河サイエンスにとって非常に基礎的で重要である。 2020 年代では地上超大型望遠鏡で遠方銀河の力学構造を探ることができる。AO を用いた近赤外 IFU 分光 観測で、近傍銀河で Cappellari[11] らが行ったような力学解析を (ある程度明るい銀河に限られるが) すること ができる。Dwarf-sensitive な吸収線を用いる手法は、さすがに地上超大型望遠鏡をもってしても遠方では厳し いかもしれないが、近傍の小質量銀河を探り、現在までに調べられている質量レンジを低質量側へ広げるには 有効だろう。また、HSC サーベイや広視野スペースサーベイからの大規模サーベイデータを用いて遠方におけ る強い重力レンズ天体の統計サンプルを構築することも重要である。重力レンズから求めた質量と、分光より 求まる力学質量、さらに種族合成モデルによる星質量を比べると強い制限がつけられる。小質量銀河や遠方銀 河に適用するのは難しいかも知れないが、他の手法と独立な手法であるため、系統誤差を調べるには有効な手 法である。

ダスト減光曲線

銀河の星質量といった物理量は、銀河の SED より求める場合がほとんどである。そこでは、上で述べた初 期質量関数のようないくつかの仮定を置く必要があるが、最も不確定なものの一つとしてダスト減光曲線があ る。これはダストのサイズ分布や、銀河内での星とダストの geometry で決まり、金属量と時間に依存する量 である。しかし、ダスト減光曲線は universal であるとしばしば仮定され、系統誤差を生む。

観測的に遠方銀河における減光曲線を推定する方法はいくつかあるが、Ilbert ら [53] によるものは今後の大 規模分光サーベイに応用できるかも知れない。端的には、静止系 > 3000Å では減光曲線はどれも似たような 形をしていることを利用して、その波長帯でまず SED を撮像データでフィットし、そのベストフィットの SED テンプレートを UV 側で観測された測光と比較し、それを多数の天体に対して行うことで、静止系波長の関数 としての減光量を銀河の性質の関数 (例えば、星質量) として推測する、というものである。大雑把な方法では あるが、広視野宇宙望遠鏡による分光データをもとに、統計的に減光曲線を推測する手法になりうる。また当 然であるが、理論的なダスト形成進化モデル [1; 94] の進展も極めて重要で、両者の整合性が得られればこの分 野の一つの大きな成果となるだろう。ダストは SED フィットにおいて、銀河の年齢や金属量と縮退しているの で、ダストを理解することができれば他の物理量の系統誤差を抑えることになり、その波及効果は大きい。

金属量測定

銀河研究ではガス金属量は酸素の存在比 12+log(O/H) で表されることが多い。酸素の存在比の最も信頼 性の高い測定方法は、 $[O III]\lambda 4363$ などのオーロラ線と $[O III]\lambda 5007$ などの星雲線の比から電子温度を推定し、 $[O II]\lambda\lambda 3726, 3729$ や $[O III]\lambda\lambda 4959, 5007$ と H β の比から温度に依存した各イオン存在比を導出する方法 (direct 法) であるが、 $[O III]\lambda 4363$ 輝線は非常に弱いため観測が容易ではない。そこで、強い輝線を用いた金属量推定 が行なわれることが多く、 $[O II]\lambda\lambda 3726, 3729$ および $[O III]\lambda\lambda 4959, 5007$ と H β の比を用いる方法 (R23 法) や $[N II]\lambda 6584$ と H α の比を用いる方法 (N2 法)、酸素と窒素を組み合せた方法 (O3N2 法) がよく用いられる。経 験則的なこれらの手法に対して、光電離モデルなどを用いた理論的な裏付けも行なわれている [60]。

しかし、これらの手法の間で系統的なずれが存在することが近年指摘されており、絶対値として最大約1 dex 程度の不定性があることが知られている [61]。また、最近の研究によると、高赤方偏移銀河では近傍と星間物質 の物理状態が異なっているという示唆がなされている [62]。一部の手法は例えば電離パラメータなどにも強く依 存するため、近傍で校正された方法を高赤方偏移銀河にも適用する場合には注意が必要となる。このような手 法間の系統誤差を減らすためには、できるだけ電子温度を推定した direct 法で金属量を求めることが重要にな る。現在のところ、高赤方偏移銀河の金属量を direct 法により求めた例は非常に限られている [134]。地上超大 型望遠鏡や大口径宇宙望遠鏡を用いれば、より深い分光観測が期待できる。高赤方偏移においても [O III]λ4363 を検出して電子温度を見積もることが可能となり、手法による不定性の少ない金属量の測定を行なうことが可 能となるだろう。

近年の大口径赤外線衛星の登場により、高赤方偏移ほどダストに覆われた銀河の全体の星形成率密度に対す る寄与が大きいことが明らかになりつつある。ダストによる減光が強い銀河の場合、測定した金属量は銀河の 表面のみしか見ていない可能性がある。MZ関係あるいはFM関係の赤方偏移進化を議論する際には、できる だけダストの影響による不定性が少ない方法で金属量を評価することが重要である。今後、赤外線宇宙望遠鏡 を用いた遠赤外線における種々の微細構造輝線の高感度分光観測に期待したい。

星の進化と積分された星形成史

星の集合体である銀河を理解する上で最も重要な情報の一つは銀河の星形成史である。しかしながら、星形 成史を探る作業は極めて難しい。星形成活動によって生まれた若い星が銀河のスペクトルを支配し、古い星か らの光を隠してしまうため [84]、撮像や分光観測から銀河の過去の星形成史を探るのは非常に困難になるから である。この問題を根本的に解決するのは、銀河を星に分解するという手法である。地上超大型望遠鏡の時代 ではおとめ座銀河団付近までの銀河を星に分解することができ、実質的に全てのハッブルタイプの銀河を、孤 立した銀河から銀河団銀河まで調べることができるようになる。これは画期的だろう。しかしながら、より遠 方にある銀河に対しては星からの光を積分するしかなく、2020 年代でもこの問題は残り続けるであろう。

遠方銀河においてはまた別の問題も生じる。銀河の物理量はSEDより求めることが多いが、この際に種族 合成モデルを用いて星形成史を仮定する必要がある。銀河の星形成史は上に述べた理由で分からないので、単 純のためいわゆる τ モデルがしばしば仮定されるが、ここが系統誤差を生む。これを改善する手法の一つは、 銀河を空間分解し、銀河の場所場所において星質量を見積もり、それを足し合わせることだろう。これにより、 銀河の中で局所的に星形成が起こっている場合、より正確に銀河の星質量が見積られると期待される。

最後に種族合成モデルの基礎になっている、星の進化トラックも改善が求められる。近年、thermal pulsation をしている AGB 星の寄与が Maraston [83] によって指摘され、大きな議論を巻き起こした。観測によれば、そ れらの星の近赤外における寄与は大きくないようであるが [16; 66; 140]、単にこれらの星がダストに覆われて 見えていないだけかもしれず、赤外観測がこれらの星の存在量を理解するには重要であろう。これは例の一つ で、horizontal branch の星の分布などまだ理解されていないものも多い [17]。 進化した星のモデリングは難し い問題だが、銀河サイエンスにおける種族合成モデルの重要性を考えると、ここも進展を期待したい。

氏名	所属	主な担当章節
稲見 華恵	National Optical Astronomy Observatory	$\S 3.5.3$
大薮 進喜	名古屋大学	$\S 3.5.3$
岡本 崇	北海道大学	$\S 3.5.3$
鍛冶澤 賢	愛媛大学	$\S 3.5.4$
小山 佑世	JAXA 宇宙科学研究所/国立天文台ハワイ観測所	$\S 3.5.5$
田中 賢幸	国立天文台ハワイ観測所(班長)	$\S 3.5.3, 3.5.7$
田村 陽一	東京大学	$\S 3.5.3$
日影 千秋	名古屋大学	$\S 3.5.6$
三澤 透	信州大学	$\S 3.5.6$
矢部 清人	国立天文台/東京大学カブリ IPMU	$\S 3.5.3, 3.5.7$

3.5.8 班員構成、担当

参考文献

- [1] Asano, R. S., et al. 2014, MNRAS, 440, 134
- [2] Barro, G., et al. 2013, ApJ, 765, 104
- [3] Berlind, A. A., Weinberg, D. H., 2002, ApJ, 575, 587
- [4] Behroozi, P. S., et al. 2012, ApJ, 770, 57
- [5] Behroozi, P. S., et al. 2013, ApJL, 762, L31
- [6] Berry, M., et al. 2012, ApJL, 749, 4

3.5. 銀河進化と構造形成

テーマ 必要な観測、データ 想定する観測装置 星形成の物理 サブミリ波、ミリ波広視野撮 z > 4 の赤外線でみる星形成率 高分解能電波望遠鏡、大口径サブ ミリ波望遠鏡 像 銀河内でのガスの運動 可視光線・近赤外線面分光観 地上超大型望遠鏡、大口径宇宙望 測 溒鏡 星形成効率の銀河内における分布 サブミリ波による撮像 高分解能電波望遠鏡 化学進化 広視野および高感度近赤外分 多天体ファイバー分光器、地上超 大型望遠鏡、大口径宇宙望遠鏡、 光観測、遠赤外分光観測 赤外線宇宙望遠鏡 星形成を止める物理機構の解明 高空間解像度 3 次元近赤外分 地上超大型望遠鏡、大口径宇宙望 光 溒錥 星質量とハロー質量関係の進化 広視野可視近赤外撮像・分光 可視広視野撮像装置、多天体ファ イバー分光器 観測 銀河間物質の3次元マッピング 可視中分散 (多天体)分光 可視分光装置, 地上超大型望遠鏡 第1世代星による重元素汚染の探査 可視高分散分光サーベイ 可視高分散分光装置, 地上超大型 望遠鏡 形態獲得の物理 ハッブル系列発現期の銀河内部構造解明 高空間解像度3次元分光 地上超大型望遠鏡、GLAO、大口 径宇宙望遠鏡 遠方宇宙大規模構造に沿った爆発的星形成銀 広視野中間+遠赤外線撮像 赤外線宇宙望遠鏡 河の探査 *z* > 1 における形態の詳細 (超高感度) 超高空間分解能近 地上超大型望遠鏡、大口径宇宙望 赤外線撮像 溒錥 z = 2 - 3銀河からハッブル系列への進化、 広視野宇宙望遠鏡、GLAO、地上 広視野高空間分解能近赤外撮 環境依存性 像、高空間分解能近赤外多天 超大型望遠鏡 体面分光 merger rate の進化 広視野高空間分解能近赤外撮 広視野宇宙望遠鏡、多天体ファイ 像、広視野(超)多天体分光 バー分光器 装置 *z* > 1 における星の力学状態 超高感度高空間分解能近赤外 地上超大型望遠鏡、大口径宇宙望 線面分光 遠鏡 赤外線宇宙望遠鏡 大質量 compact 銀河の形成過程 遠赤外線分光 構造形成と環境効果の発現 原始銀河団 (z > 3) の系統的探査 広視野可視+近赤外撮像 可視広視野撮像装置、広視野宇宙 望遠鏡

表 3.5: 必要とする望遠鏡、装置

[7] Bower, R. G., et al. 2006, MNRAS, 370, 645

- [8] Brammer, G. B., et al. 2011, ApJL, 739, 24
- [9] Bromm, V., et al. 2001, MNRAS, 328, 969
- [10] Burgarella, D., et al. 2013, A&A, 554, AA70
- [11] Cappellari, M., et al. 2012, Nature, 484, 485
- [12] Cen, R., et al. 1994, ApJL, 437, L9
- [13] Chabrier, G. 2003, PASP, 115, 763
- [14] Conroy, C., et al. 2006, ApJ, 647, 201
- [15] Cisewski, J., et al. 2014, MNRAS, 440, 2599
- [16] Conroy, C., & Gunn, J. E. 2010, ApJL, 712, 833
- [17] Conroy, C., & van Dokkum, P. G. 2012, ApJL, 760, 71

- [18] Cowie, L. L., & Songaila, A. 1998, Nature, 394, 44
- [19] Croton, D. J., et al. 2006, MNRAS, 365, 11
- [20] Daddi, E., et al. 2005, ApJ, 626, 680
- [21] Daddi, E., et al. 2007, ApJL, 670, 156
- [22] Daddi, E., et al. 2010, ApJL, 714, L118
- [23] Davé, R., et al. 2011, MNRAS, 416, 1354
- [24] Dawson, K. S., et al. 2013, AJ, 145, 10
- [25] Delubac, T., et al. 2014, arXiv:1404.1801
- [26] Dekel, A. & Birnboim, Y. 2006, MNRAS, 368, 2
- [27] Dekel, A., et al. 2009, ApJ, 703, 785
- [28] Di Matteo, T., et al. 2005, Nature, 433, 604
- [29] Elbaz, D., et al. 2007, A&A, 468, 33
- $[30]\,$ Elmegreen, D. M., et al. 2009, ApJ, 701, 306
- [31] Ellison, S. L., et al. 2008, ApJ, 672, L107
- [32] Emsellem, E., et al. 2011, MNRAS, 414, 888
- [33] Erb, D. K., et al. 2006, ApJ, 644, 813
- [34] Fabian, A. C. 2012, ARAA, 50, 455
- [35] Feldmann, R., & Mayer, L. 2015, MNRAS, 446, 1939
- [36] Förster Schreiber, N. M., et al. 2009, ApJ, 706, 1364
- [37] Förster Schreiber, N. M., et al. 2011, ApJ, 731, 65
- [38] Förster Schreiber, N. M., et al. 2011, ApJ, 739, 45
- [39] Förster Schreiber, N. M., et al. 2014, ApJ, 787, 38
- [40] Fumagalli, M., et al. 2011, Science, 334, 1245
- [41] Gallazzi, A., et al. 2005, MNRAS, 362, 41
- [42] Genzel, R., et al. 2010, MNRAS, 407, 2091
- [43] Genzel, R., et al. 2011, ApJ, 733, 101
- [44] Genzel, R., et al. 2014, ApJ, 785, 75
- [45] Giavalisco, M., et al. 2011, ApJ, 743, 95
- [46] Gobat, R., et al., 2011, A&A, 526, AA133
- [47] Granato, G. L., et al. 2004, ApJ, 600, 580
- [48] Gruppioni, C., et al. 2013, MNRAS, 432, 23
- [49] Guo, Y., et al. 2015, ApJ, 800, 39
- [50] Hayashi, M., et al. 2010, MNRAS, 402, 1980
- [51] Hearin, A. P., Watson, D. F., 2013, MNRAS, 435, 1313
- [52] Hodge, J. A., et al. 2013, ApJ, 768, 91
- [53] Ilbert, O., et al. 2009, ApJL, 690, 1236
- [54] Immeli, A., et al. 2004, ApJ, 611, 20
- [55] Inami, H., et al. 2013, ApJ, 777, 156
- [56] Johansson, P. H., et al. 2009, ApJL, 697, L38
- [57] Kartaltepe, J. S., et al. 2012, ApJ, 757, 23
- [58] Kassin, S. A., et al. 2012, ApJ, 758, 106
- [59] Kawabe, R., et al. 2013, New Trends in Radio Astronomy in the ALMA Era: The 30th Anniversary of Nobeyama Radio Observatory, 476, 425
- [60] Kewley, L, J. & Dopita, M. A. 2002, ApJS, 142, 35
- [61] Kewley, L. J., & Ellison, S. L. 2008, ApJ, 681, 1183
- [62] Kewley, L. J., et al. 2013, ApJ, 774, L10

- [63] Kormendy, J., & Ho, L. C. 2013, ARAA, 51, 511
- [64] Koyama, Y., et al. 2013, MNRAS, 428, 1551
- [65] Koyama, Y., et al., 2013, MNRAS, 434, 423
- [66] Kriek, M., et al. 2010, ApJL, 722, L64
- [67] Kulas K. R., et al., 2013, ApJ, 774, 130
- [68] Law, D. R., et al. 2012, Nature, 487, 338
- [69] Leauthaud, A., et al., 2012, ApJ, 744, 159
- [70] Lee, K.-G., et al. 2014a, ApJL, 788, 49
- [71] Lee, K.-G., et al. 2014b, ApJL, 795, LL12
- [72] Le Fèvre, O., et al. 2000, MNRAS, 311, 565
- [73] Lequeux, J., et al. 1979, A&A, 80, 155
- [74] López-Sanjuan, C., et al. 2013, A&A, 553, A78
- [75] Lotz, J. M., et al. 2008, ApJ, 672, 177
- [76] Lu, L., et al. 1998, arXiv:astro-ph/9802189
- [77] Lu, L., et al., 2015, ApJ, 802, 11
- [78] Mackey, J., et al. 2003, ApJL, 586, 1
- [79] Madau, P., & Dickinson, M. 2014, ARAA, 52, 415
- [80] Magdis, G. E., et al. 2012, ApJ, 760, 6
- [81] Maiolino, R., et al. 2008, A&A, 488, 463
- [82] Mannucci, F., et al. 2010, MNRAS, 408, 2115
- [83] Maraston, C., et al. 2006, ApJL, 652, 85
- [84] Maraston, C., et al. 2010, MNRAS, 407, 830
- [85] Masaki, S., et al. 2013, MNRAS, 436, 2286
- [86] Matsuda, Y., et al., 2011, MNRAS, 416, 2041
- [87] McDonald, P., & Eisenstein, D. J. 2007, PhRvD, 76, 063009
- [88] McNamara, B. R., et al. 2009, ApJL, 698, 594
- [89] Mihos, J. C., & Hernquist, L. 1996, ApJ, 464, 641
- [90] Mortlock, A., et al. 2013, MNRAS, 433, 1185
- [91] Muzzin, A., et al. 2013, ApJL, 777, 18
- [92] Nagao, T., et al. 2011, A&A, 526, 149
- [93] Noguchi, M. 1999, ApJ, 514, 77
- [94] Nozawa, T., et al. 2015, MNRAS, 447, L16
- [95] Okamoto, T., et al. 2008, MNRAS, 385, 161
- [96] Okamoto, T., et al. 2014, PASJ, 66, 70
- [97] Oser, L., et al. 2010, ApJ, 725, 2312
- [98] Peng, Y., et al., 2010, ApJ, 721, 193
- [99] Pichon, C., et al. 2001, MNRAS, 326, 597
- [100] Prochaska, J. X., et al. 2014, ApJL, 796, 140
- [101] Rafelski, M., et al. 2012, ApJL, 755, 89
- [102] Riechers, D. A., et al. 2013, Nature, 496, 329
- [103] Rodighiero, G., et al. 2011, ApJL, 739, LL40
- [104] Salmon, B., et al. 2015, ApJ, 799, 183
- [105] Salpeter, E. E. 1955, ApJL, 121, 161
- [106] Sanders, R. L., et al. 2015, ApJ, 799, 138
- [107] Savaglio, S., et al. 2005, ApJ, 635, 260
- [108] Schreiber, C., et al. 2015, A&A, 575, 74

- [109] Shapley, A. E. 2011, ARAA, 49, 525
- [110] Shimakawa, R., et al. 2015, MNRAS, 448, 566
- [111] Shimasaku, K., et al. 2001, AJ, 122, 1238
- [112] Silk, J. & Rees, M. J. 1998, A&A, 331, L1
- [113] Simcoe, R. A., et al. 2004, ApJL, 606, 92
- [114] Slosar, A., et al. 2011, JCAP, 9, 001
- [115] Smette, A., et al. 1995, A&AS, 113, 199
- [116] Solomon, P. M., & Vanden Bout, P. A. 2005, ARAA, 43, 677
- [117] Sommariva, V., et al. 2012, A&A, 539, 136
- [118] Spinoglio, L., et al. 2012, ApJ, 745, 171
- [119] Springel, V., et al. 2005, MNRAS, 361, 776
- [120] Steidel, C. C., et al. 2014, ApJ, 795, 165
- $[121]\,$ Strateva, I., et al. 2001, AJ, 122, 1861
- [122] Tacconi, L. J., et al. 2010, Nature, 463, 781
- [123] Tacconi, L. J., et al. 2013, ApJ, 768, 74
- [124] Tamura Y., et al., 2009, Natur, 459, 61
- [125] Tanaka, M., et al. 2005, MNRAS, 362, 268
- [126] Tanaka M., et al. 2010, ApJ, 716, L152
- [127] Tasca, L. A. M., et al. 2014, A&A, 565, A10
- [128] Tremonti, C. A., et al. 2004, ApJ, 613, 898
- [129] Turner, M. L., et al. & Strom, A. L. 2014, MNRAS, 445, 794
- [130] van den Bergh, S., et al. 1996, AJ, 112, 359
- [131] van Dokkum, P. G., et al. 2010, ApJ, 709, 1018
- [132]Vogelsberger, M., et al. 2014, MNRAS, 444, 1518
- [133] Yabe, K., et al. 2014, MNRAS, 437, 3647
- [134] Yuan, T.-T., & Kewley, L. J. 2009, ApJ, 699, L161
- [135] Whitaker, K. E., et al. 2012, ApJL, 754, LL29
- [136] Whitaker, K. E., et al. 2014, ApJL, 795, 104
- [137] Yang, X., et al. 2003, MNRAS, 339, 1057
- [138] Zehavi, I., et al., 2011, ApJ, 736, 59
- [139] Zahid, H. J., et al. 2014, ApJ, 792, 75
- [140] Zibetti, S., et al., 2013, MNRAS, 428, 1479

3.6. 銀河系·局所銀河群

3.6 銀河系・局所銀河群

3.6.1 今後の方向性

「2010年代の光赤外天文学」において、銀河系・局所銀河班は、「恒星分離」、すなわち個々の星の測光や 分光などにもとづく銀河構造・形成進化の解明を大きな方向として打ち出した。銀河系中心のブラックホール や銀河ハローの部分構造、銀河系周辺の矮小銀河やアンドロメダ銀河のハロー構造の解明にむけて、この方向 での研究は大きく進展してきているといえる。

2020年代に向けて、恒星分離にもとづく銀河系・局所銀河群の研究は次の段階に入ることが期待される。観 測手段としては、2014年から観測を開始した Gaia のデータが本格的に出てくる。日本の JASMINE 計画など の位置天文観測の進展も期待される。これらに合わせた分光サーベイも進んでおり、すばる望遠鏡では HSC・ PFS による広視野撮像・分光サーベイが進むことが見込まれる。そして、分光フォローアップ観測の強力な手 段として超大型望遠鏡 TMT も完成予定である。これまでは、比較的近傍に存在する天体という限定的なサン プルから銀河系・局所銀河の一般的な理解を得るための努力が積まれてきたが、その限界を突き破り、広く銀 河系の各構造の星の直接的な分光観測や、銀河系から離れた矮小銀河の観測が期待できる。また、固有運動の 測定精度が飛躍的に高まることで、天体の3次元的な運動の測定にもとづく研究も発展する。

この章では、銀河系中心・バルジ構造から局所銀河群の構造にいたるまで、順に課題を整理する。「2010年 代の光赤外天文学」に比べると、特に銀河中心の研究テーマが加わったこと、固有運動にもとづく研究が広範 に期待されることなどが特徴である。

3.6.2 銀河系中心・バルジ

宇宙の巨大ブラックホールは、1960年代に活動銀河中心核のエネルギー源としてその存在が認識されたが、 その後の観測により、銀河系を含め大きな銀河の中心には巨大ブラックホールが普遍的に存在することが明ら かとなった。しかしながら、巨大ブラックホールがどのようにして形成されたかはいまだに明らかにされておら ず、半世紀におよぶ天文学の大問題となっている。また、ブラックホール質量は、銀河バルジ質量の約 1/1000 になっているという関係 (ブラックホール バルジ関係)が、バルジ質量 3 桁 ($10^9-10^{12} M_{\odot}$) にわたって成り立 つことが見出され、巨大ブラックホールが銀河バルジと深く関係して形成されることが明らかとなった。これ は、巨大ブラックホールの起源の解明にとって重要なヒントとなる (3.3 節参照)。

銀河系中心の巨大ブラックホールについては、他の銀河のものに比べると周辺の星や環境をはるかに詳しく 調べることが可能であるという利点がある。これにより、質量分布やその形成過程の解明に重要な研究対象で あるとともに、一般相対論の検証という物理の実験場としても重要な対象である。

銀河系中心の巨大ブラックホール――般相対論検証の実験場

銀河系中心近傍の星の軌道が正確に測定されるようになった結果、銀河系中心の巨大ブラックホールの存在 が確かめられつつある。約 16 年で巨大ブラックホールを周回する星 S2(S0-2) の最接近距離は、およそ 0.5 mpc (~ 1400 R_S 、 R_S はシュバルツシルト半径) である (図 3.42, [48])。半径 0.5 mpc の狭い領域に約 $4.4 \times 10^6 M_{\odot}$ の質量を維持することは、ブラックホール以外の天体では難しい。

S2のような星は、巨大ブラックホールの重力場の中を移動するテスト粒子として扱うことができる。位置測定精度が向上すれば、星軌道の歳差運動、つまり巨大ブラックホールによる一般相対論効果が見えてくるはずである。8m級望遠鏡による星の位置測定では0.1 mas (~1 AU)、固有運動では0.04 mas y⁻¹ (~1.5 km s⁻¹)の精度まで達成されるようになった([128]、ともに相対アストロメトリの場合)。30m級望遠鏡使えば位置精度が1桁以上、検出される星の数が2桁向上すると期待されている。2020年代には星のアストロメトリによる相対論の検証が行われることは間違いない。



図 3.42: 銀河系の中心にある巨大ブラックホールを周回する星 S2 の軌道 (左) と視線速度の変化 (右)。ともに 1992 年から 2013 年までのデータがプロットされており、青は NTT/VLT、赤はケック望遠鏡による観測結果。 左図は原点に巨大ブラックホール Sgr A* がある。S2 の最接近距離は 0.01 秒角程度 (約 0.5 mpc) である。画 像は Max Planck グループによる (http://www.mpe.mpg.de/369216/The_Orbit_of_S2)。

また、星の視線速度測定による一般相対論効果の検証でも大きな発展が期待できる。星の軌道がケプラー軌 道からずれると、星の天空面上の軌道 (図 3.42 左) だけでなく、視線速度の時間変化 (図 3.42 右) にも影響が現 れる。約 1 km s⁻¹ の視線速度測定精度が達成できれば (自転を考慮しない) 巨大ブラックホールによる空間のゆ がみを、約 0.01 km s⁻¹ が達成できれば巨大ブラックホールの自転による frame-dragging 効果を、S2 の観測か ら検出できるようになる [7]。現状の視線速度測定精度は約 20 km s⁻¹ であるが ([46]、ケック望遠鏡/OSIRIS)、 8 m 級望遠鏡 + 近赤外線高分散分光器 (R > 50,000) にレーザー周波数コム等を搭載した装置 (Subaru/IRD な ど)、30 m 級望遠鏡の近赤外線高分散分光器などにより測定精度の大きな向上が期待できる。0.01 km s⁻¹ の精 度達成には安定な分光器の搭載が必須である。

ブラックホール合体による巨大ブラックホール形成

巨大ブラックホールの起源の解明において、最も重要な問題は角運動量問題である。銀河のスケールでの天体形成においては、宇宙初期の線形密度ゆらぎの重力トルクにより、重力エネルギーの0.1%程度の回転エネルギーを獲得する。巨大ブラックホールを作るためには、この角運動量を1億分の1にしなければならない。

これまで考えられてきた巨大ブラックホール形成の物理は、1) 降着ガス円盤による角運動量輸送と、2) 多 体粒子系の近接相互作用(スリングショット)による合体、に大別される。活動銀河中心核のエネルギー源は、 巨大ブラックホールへのガス降着であると考えられているが、質量が比較的小さい巨大ブラックホールの形成 については観測的制限が得られていない。一方、銀河形成の標準理論である冷たい暗黒物質モデルに従えば、 銀河は小銀河の合体過程で生まれ、特に銀河バルジは、非散逸的な銀河合体によって形成されるとされる。銀 河合体によってより大きな銀河が作られたとき、元々の銀河が持っていたブラックホールも取り込まれるはず であるが、ほとんどの場合、観測される巨大ブラックホールは銀河の中心に1つだけ存在しており、何らかの ブラックホール合体過程が起こったものと考えられ、研究の焦点となっている。

巨大ブラックホールの合体は、数 pc 以下のスケールではブラックホール間の距離を小さくするメカニズム がみあたらないため、困難とされてきた [13] が、近年になり、一般相対論効果を入れた高精度 N 体計算によ り、ブラックホールと銀河内の星との力学的摩擦により、ブラックホール多体系が連続的な合体を起こせるこ とが示された [116][117]。ブラックホール合体が起こると、星の分布にその痕跡を残す。よって、バルジの星分 布からブラックホール合体の観測的証拠を得ることができれば、巨大ブラックホール形成の理解に加え、銀河 形成標準理論の検証となる。

ブラックホールの合体プロセスがあると、ブラックホールまわりおよそ 10~100 pc にわたり星の密度分布、 あるいは速度分布に影響を与える。こうした銀河中心領域における星の位置、運動の影響について位置天文観 測を行う事により、合体プロセスが本当にあったのかどうかを判断する事が可能である。これはスペースから の次世代位置天文観測によって明らかにされる。

銀河系中心・バルジの質量分布--巨大ブラックホールへの物質供給過程

現在、多くの銀河中心領域の観測が行われ、銀河中心の高い質量集中を巨大ブラックホールによるものと考 え、銀河バルジとの相関が議論されているが、確固たる巨大ブラックホールの証拠と言えるのは、水メーザー による数例の観測 (NGC 4258 など) と、20 年にわたる星軌道観測による天の川銀河中心 (Sgr A*) のみであ る。このうち、詳細な位置天文観測により、星の位相空間分布が分かるのは、天の川銀河中心をおいて他には ない。Sgr A*は活動銀河中心核ではなく、現在巨大ブラックホールの成長が止まっている段階にあると考えて よい。ブラックホールの成長を理解するには、それへの物質供給過程の解明が必須である。

天の川銀河のバルジは、楕円銀河のような古典的バルジではなく、擬似バルジ (pseudo-bulge) になっている。擬似バルジは、銀河円盤の力学進化によって作られるとする説があるが、最近の計算で、宇宙論的な銀河 形成で直接作られる可能性も示されている。

一方、天の川銀河中心領域には、CMZ(Central Molecular Zone) とよばれる巨大分子雲が多数存在する領域 がある。この分子雲には、大きな星団と $10^{4-5} M_{\odot}$ 程度の中間質量ブラックホールが存在する可能性が考えら れている。銀河系中心核バルジ内の星の位置と速度に関する位相空間情報が求まれば、軌道群の判別と棒状構 造の重力場が求まり、中心核バルジでのガスや星、星団 (その中心に含まれると考えられている中間質量ブラッ クホール)の角運動量輸送が明らかになる。そして、中間質量ブラックホールやガスの落下や内部リンドブラッ ド共鳴領域 (ILR) から Sgr A*への質量降着が起こるか否かを確かめることが可能となる。

こうした角運動量の損失効果による物質供給機構は本質的にはバルジの力学構造、すなわち重力ポテンシャ ルによって決定づけられる。ブラックホールへの物質供給機構を理解し、ひいてはバルジと巨大ブラックホー ルの共進化を理解する上で必要不可欠な銀河系中心領域における重力ポテンシャルの解明を行う。

重力ポテンシャルを含む銀河系の力学構造は棒状構造のサイズや偏平度、更には星の回転速度、中心コア半 径、パターン速度といったパラメータでおよそ特徴づけられるが、そうした特徴を兼ね備えた銀河系の力学モ デルは、小型 JASMINE のような次世代位置天文観測衛星によって測定される銀河中心領域の星の位置や運動 により検証される。また、物質供給機構に関して、内部バーが重要な役割を担っている [86] が、その内部バー の強さにはあまり依らず、パターン速度が 200 km s⁻¹ kpc⁻¹ を超えると銀河中心領域への物質の供給がスムー ズに効率的に行われる事が示されている。従ってパターン速度を定量的に求める事は物質供給機構の理解にとっ て非常に重要となっている。

Central Molecular Zone(CMZ:中心分子雲帯)における星団形成とその進化

銀河系の中心から 100-200 pc の領域には前述のように CMZ と呼ばれる領域がある。これはバーに沿って 落ちてきたガスが x2 軌道、x1 軌道と呼ばれる異なる軌道が交わるところで角運動量を失い、x2 軌道にガスが リング状に溜まっている領域で、バーを持つ銀河では普遍的に存在する。一方、銀河系の中心部 (~ 30 pc) で 見つかっている Arches や Quintuplet といった若い星団はこの CMZ で巨大分子雲どうしが衝突したことで星 形成を起こし、またそれによって角運動量を失い、銀河系中心に落ちてきたと考えられている。このため、こ れらの星団は銀河系中心の進化を考えるうえでとりわけ重要なサンプルといえる。

現在 Arches については、ケック望遠鏡による観測で、4 年間での星の位置のずれから星団の固有運動が 212±29 km s⁻¹ と求められている。さらに、視線方向の位置と銀河のポテンシャルを仮定し軌道を過去にさか

のぼることで、その遠点は CMZ あたりであると言われている [110]。一方、Quintuplet については、まだ軌 道は計算されていない。これらの星団の速度が正確にわかれば、銀河系中心のポテンシャルについて強い制限 がつけられるのと同時に、これらの星団がどこから来たのかを明らかにできる。

Arches 星団については、H バンドで 11.5 等級より明るい星が存在するため [111]、位置や運動を観測する事 が可能である。星団はバーに沿って短時間で銀河系中心に近づくことができると考えられるが、実際どのよう な軌道を取るのかを解析的に求めるのは非常に難しい。一方、N 体シミュレーションでは星団の軌道や、星団 のメンバーだったが潮汐破壊によって星団から剥がれた星の軌道を知ることができる。実際の星団の運動とシ ミュレーションの結果を比較することで、銀河系中心部のポテンシャル場と星団の故郷の両者について明らか にすることが出来るが、それは次世代スペース位置天文衛星による観測で可能となる。

さらに、最近の ASTE 電波望遠鏡を用いた観測によれば、CMZ 領域に高温・高密度の分子ガス塊が存在す ることがわかり、それらの年齢は6万年程度であり、太陽の10万倍以上の巨大な星団が埋もれていると推測さ れている。このような巨大星団の内部では中質量ブラックホールが生成されると考えられており、銀河系中心 の巨大ブラックホールの種となる可能性がある[89]。星団そのものはまだ見つかっていないが、小型 JASMINE でこれらの星団の位置と固有速度が求まれば、銀河中心巨大ブラックホールの起源を解明する大きな手掛かり となる。

巨大ブラックホールと中心核星団、銀河の共進化

「巨大ブラックホールと活動銀河核」の節(3.3節)で詳しく述べられているように、巨大ブラックホールと母 銀河の共進化を理解するための研究が進められているが、これに加えて、銀河の中心にある中心核星団(nuclear star cluster)も近年注目を浴びつつある。巨大ブラックホールと同様、中心核銀河団もほぼすべての銀河の中 心に存在し(例えば、[18;30])、母銀河との何らかの相関関係が示唆されている(例えば、[38;49])。巨大ブラッ クホールと母銀河はあまりに空間スケールの違いが大きいので、もし巨大ブラックホール-中心核星団-母銀河 の相関関係が本当に存在するのであれば、まずは巨大ブラックホール-中心核星団、中心核星団-母銀河それぞ れの関係の理解が、巨大ブラックホール-母銀河の関係への理解とつながる可能性がある。

銀河系の中心核星団は、星ひとつひとつに分解でき、その成因を研究できる格好のターゲットである。特に、 他の銀河では不可能な星の固有運動を測定することで、それぞれの星の形成・進化過程を知るための重要な情 報が得られる。中心の半径 0.5 pc (~0.2') に関しては、8m級の望遠鏡と面分光装置を用いた詳細な観測がす でに行われているが、中心核星団は10 pc 以上にわたって広がっており、その全体像はまだ得られていない。 すばる望遠鏡で計画されている近赤外線の広視野撮像装置とGLAO などにより、中心核星団全体にわたる固 有運動の測定や、狭帯域フィルターを用いた星の分類を行う [1]。

バルジの高金属量星と構造

バルジ構造には高金属量の星が多数検出されており、明るい赤色巨星やマイクロレンズ効果で増光された主 系列・準拠巨星の分光観測による化学組成の測定が行われてきた。バルジには年齢の高い星が多いが、なかに は年齢が低く、金属量が非常に高い星も見出されている。ただし、これらの観測ではサンプルが小さく、また バイアスもあると見られており、大口径望遠鏡によって主系列・準拠巨星を中心に系統的な高分散分光観測を 行うことが重要である。詳細は「TMT で切り開く新しい天文学」6.6 節を参照されたい。

また、銀河系バルジが空間分布・力学・化学的な観点から単純な擬似バルジではなくいくつかの細かな構造 (金属量の高い成分や低い成分、あるいは古典バルジ)に分けられることが分かってきた [87]。しかし、現状で は運動の情報が視線速度しかないこと、サンプル数もまだ十分でなく、化学組成の不定性も大きいことが原因 で各構造が真に独立した構造かは不明である。今後銀河系バルジの各構造のより詳しい性質を調査し、その形 成史に迫っていくために次世代のスペース位置天文観測や大規模高分解能分光サーベイが期待される。

3.6.3 円盤構造

円盤の若い成分の構造

銀河系円盤は、天の川銀河に存在するほとんどの星間物質とその星の多くが集まっている銀河の骨格部分で ある。しかし、銀河系円盤の星の分布を天の川銀河の広い範囲について調べることは容易ではない。その原因 としては、大きな星間減光と各天体までの距離を求めることが難しいという2つが大きい。銀河面に存在する ダスト(固体微粒子)によって減光が起こるために、天の川銀河の中でも遠い天体は可視光線で観測すること が出来ない。ほとんどのガスが銀河回転に沿って動いていることを利用して円盤中のガスの位置を推定する手 法が利用されるのに対し、星の場合は円盤中でも様々な運動をもつものが混在しているため、同じ方法(運動 学的距離)で星の分布を再現するのは困難である。その運動自体が銀河系の構造や進化の研究において大きな 意味を持つことを考えても、運動学的距離以外の方法で距離を見積もることが重要である。

VERA や VLA によって行われている VLBI 観測 [124; 17] では、数 kpc から 10 kpc 程度の広い範囲の天体 に対して年周視差を計測できるため、ここ数年で銀河系円盤の構造を探るために大きな役割を果たしている。 特に、大質量星形成領域のメーザ輝線に対する VLBI 観測は大きな成功を収め、銀河系渦状腕の正確な構造が 得られつつある。最近の論文 [51; 97] では数十から百個程度の大質量星形成領域の分布が議論されているが、 この個数は今後数年で 300-500 程度までに増えるであろう。さらに、バルジの向こう側の円盤中にあるメーザ 輝線天体 [26] など、銀河系の様々な領域にあるトレーサの探査も進んでいる。2020 年代に向けてそれらの天 体の年周視差が測定できるようになれば、銀河系円盤の若い成分 (ガスや星形成領域) の分布を正確に描き出す ことが可能になるであろう。

一方、様々な年代の星の分布について、今後大きな役割を果たすと期待されるのが Gaia 衛星 [42] で、その 年周視差決定精度は VLBI に匹敵する約 10 マイクロ秒角である。したがって、10 kpc 近くの天体まで精度の よい距離決定を行うことが可能になる。同等の精度であるとはいえ、VLBI による観測が電波で明るい天体に ついてしか行えないのに対して、20 等級 (精度の高い年周視差測定は 15 等級) に近い天体まで可視光で観測を 行う Gaia 衛星が天文学全体に与える影響は大きい。1989 年に打ち上げられた Hipparcos 衛星が年周視差を決 定できるのは 100 pc 程度までと太陽系近傍に限られていたが、Gaia 衛星では銀河系の広い範囲の星の分布を 調べることができる。Gaia 衛星は 2023 年頃までに多くの星の位置や運動 (固有運動)を出すと見込まれ、それ にあわせて膨大な数の星に対する詳細な観測・研究もさかんに行われるであろう。

しかしながら、Gaia 衛星も当然万能ではない。銀河系円盤の研究におけるその重要な制約は星間減光の大 きな天体を観測できないということである。この点で、近赤外線での観測を計画している JASMINE [63] は、 Gaia 衛星と相補的な役割を果たすと期待される。一方、セファイド、RR ライリ、ミラなどの脈動変光星は、 周期光度関係から個々の星の距離を測定することが可能であり、近赤外線でも明るいことから銀河系円盤の重 要なトレーサである。恒星進化や脈動の理論に基づいて年齢・質量の情報が得られることも、天の川銀河の構 造や恒星種族を調べる上での利点である。ハローの構造については、RR ライリがすでに重要な役割を果たし ている [105] 。円盤中でも、そこに存在する変光星の探査が進めば、各種の変光星に代表される星がどのよう に分布しているかを明らかにできる。ただし、大きな星間減光という障壁もあり、銀河面領域の変光星の探査 はいまだ不十分である。たとえば、[35] には最近行われてきた探査についてのレビューがあるが、その多くは 銀河面領域以外に重点を置いている。それでも、5年ほど前から銀河面領域についても変光星探査がさかんに 進められてきている。南半球では Optical Gravitational Lenzing Experiment-IV (OGLE-IV[91]、2010 以降) と VISTA Variables in the Vía Láctea Survey (VVV [125]、2010 以降)、北半球では木曽シュミット望遠鏡と 木曽超広視野カメラ KWFC による KWFC Intensive Survey of the Galactic Plane (KISOGP、2012 年以降) が挙げられる。Palomar Transient Factory (PTF [92]) は、2009 年から観測が始まっていたものの銀河面の観 |測を始めたのは 2013 年後期以降である。たとえば、Dekany ら [34] は、VVV のデータを使ってバルジの向こ う側の円盤領域にあるセファイドを発見した。2020年代には、銀河系円盤全体の変光星の分布から、円盤の構 造を描き出すことが可能になると期待される。OB 型星や散開星団を利用して銀河系円盤の構造を探る研究も 行われているが、脈動変光星の場合と同様に、広い範囲の構造を明らかにするのは今後の研究に委ねられてい

る [25]。

減光マップと分光による円盤諸構造の解明

太陽系近傍から、星間減光のそれほど大きくない銀河面から少し外れた領域の構造の解明には、Gaia 衛星 によるデータが有効である。その研究の途上で重要な課題となるのが、銀河円盤の三次元減光マップの作成で ある。現在、レッドクランプ星などを利用して減光マップの作成が試みられているが、まだまだその精度や分 解能は限られている。今後、Gaia 衛星による年周視差測定も含め各手法による恒星の距離測定に基づいて徐々 にマップの作成が進み、それが得られることによって、さらに様々な天体の距離を高い精度で測定することが 可能になるであろう。2020年代には、これらの探査で見つかったトレーサによる銀河系円盤の地図作りから、 さらに分光観測に基づく運動と化学組成の調査、それに基づく銀河系の進化のシナリオ構築が進められるであ ろう。

太陽系近傍が主な対象であるが、SEGUE [107]、RAVE [96] をはじめとする大規模な分光観測サーベイは、こ こ10年ほどで銀河系円盤の研究に大きな飛躍をもたらした。APOGEE [107]、LAMOST [74]、Gaia-ESO [43]、 GALAH [44]、Gaia [42] など今後多くの成果が期待されるプロジェクトのほか、APOGEE-South [107]、4MOST [3] などの観測計画も進められている。分光観測による運動や化学組成の情報を取り組むことが可能になる銀河系 円盤についての重要な課題の例として、(1)薄い円盤 (thin disk) と厚い円盤 (thick disk) の分離とその進化に ついての理解 [21; 79; 82]、(2) フレアやモノセロス・リングのような円盤外縁部の構造の解明 [55; 84; 66; 83]、 (3) 渦巻き腕の形状とそこに付随する星の運動による渦巻き腕の形成機構への示唆 [41; 68]、などが挙げられ る。また、銀河系円盤の進化の視点から、2020 年代の天文学が解き明かすべき象徴的な問題としては、太陽系 が銀河系のどこで生まれたかという疑問も挙げられるであろう。Arams [5] が様々な観点から議論しているよ うに、このことは銀河系中での恒星系の進化や銀河円盤中で起こる星の移動など多くの課題と結びついている。

3.6.4 ハロー構造

銀河系には銀河中心から数十 kpc まで恒星が希薄に分布する恒星ハローがある。おもに金属欠乏星からなる ことから、銀河系形成の初期段階でその大部分が形成されたと考えられている。冷たい暗黒物質にもとづく構 造形成理論 (CDM 理論) からは、銀河系ハローと同程度の質量をもつ暗黒物質ハロー (10¹² M_☉ 程度) は、よ り小さいサブハローの衝突・合体を通してつくられたとされる。ハローでは力学緩和時間が長いため、衝突・ 合体の痕跡が星の空間分布、軌道運動分布、化学組成分布などに残されていると考えられる。部分構造の観測 などにより、ハロー構造の形成過程を解明する。

銀河系ハローは、ひとつひとつの恒星について位置、速度、化学組成を測定することができる唯一の対象で あり、CDM 理論の銀河系スケールでの検証ができる格好の観測対象として注目されている。これとあわせ、近 傍銀河、とくにアンドロメダ銀河のハロー構造の研究は大きな進展をみせている。多数の銀河の研究に展開す ることで、一般的な銀河形成におけるハロー構造の位置づけもより明確なものとなる。

銀河系ハローの化学・動力学構造

銀河系ハローは主に金属量の低い星々(金属欠乏星)が数十kpcにわたって分布する恒星ハローと、それより さらに遠方まで広がる暗黒物質ハローから成り立っている。銀河系ハローは個々の恒星について6次元位相空 間情報および化学組成を調べることのできる唯一のハローである。一方で銀河系円盤などに比べて星の数とし ては圧倒的に少なく、希薄に分布しているため、その全体像をとらえるのは容易ではない。過去には、太陽近 傍(1-2kpc以内)の固有運動が大きい(軌道離心率が大きい)星々や[36]、球状星団などの明るい天体[104]を トレーサーとして、ハロー形成過程に対して観測的な示唆が与えられてきた。なかでも Hipparcos 衛星がもた らした太陽近傍の星の距離と固有運動の情報が加わることによって、星の3次元空間分布、3次元速度成分お

3.6. 銀河系·局所銀河群

	Parameter	Value	Tracer	Ref.
空間分布	f_H	0.005	Main sequence	[64]
	q_H	0.64	Main sequence	[64]
	n	2.8	Main sequence	[64]
運動	$(\sigma_r, \sigma_\phi, \sigma_ heta)$	$(141, 85, 75) \text{ km s}^{-1}$	0.2 < g - r < 0.4	[20]
化学組成	$[\mathrm{Fe}/\mathrm{H}]$	-1.5 dex	0.2 < g - r < 0.4	[59]
	$\sigma {\rm [Fe/H]}$	$0.3 \mathrm{~dex}$	0.2 < g - r < 0.4	[59]

表 3.6: SDSS で得られた銀河系ハロー (R < 20 kpc)の基本パラメータ。上から、太陽近傍でのハロー星の円 盤星に対する割合 (f_H) 、ハロー星密度分布の軸比 (q_H) 、ハロー星密度分布のべき (n)、速度分散、平均金属 量、金属量分散を表す。



図 3.43: 銀河系の部分構造と矮小銀河。SDSS により、Virgo overdensity や Orphan stream など外部ハロー の部分構造の全体像が浮かび上がってきた。また新たに超低光度矮小銀河とも呼ばれる暗い矮小銀河 (Boo I、 Segue 1 など) が見つかり、知られている銀河系周囲の矮小銀河の数が倍以上に増えた。V. Belokurov and the Sloan Digital Sky Survey による。

よび金属量 ([Fe/H]) を組み合わせた解析が可能になった [27]。しかしこれらのトレーサーは遠方まで広がるハローの構成員のごく一部であり、ハローの全体像を定量的に明らかにするには限りがあった。

銀河系八ローへの理解を大きく前進させたのが、SDSS(Sloan Digital Sky Survey)やRAVE(Radial Velocity Experiment)をはじめとする銀河系八ローの大規模撮像・分光サーベイである。SDSS では太陽から 10 kpc を超える八ロー星に至るまで、星密度分布をこれまでにない統計精度で明らかにした。このことを可能にした技術的な側面としては、高精度の多色撮像観測により、星々のなかで圧倒的な数を占める主系列星について、色と絶対等級の関係から星までの距離が数十パーセント以内の精度で見積もられた点にある。またそのうち一部については、低分散 ($R \sim 2000$)分光観測により、金属量および視線速度が測定され、八ローの化学力学構造について定量的な議論が初めて可能になった。

近年の SDSS を含む銀河系ハローの大規模サーベイによるの主な成果として以下が挙げられる [60]:

星密度分布:数千万の星々の距離の見積もりから、銀河中心から 20 kpc 以内は星の密度が中心からの距離の べき乗で減少し、やや扁平した軸対称の分布になっていることを明らかにした。(表 3.6;[64]、[19] など)。 ハローの部分構造: Virgo Overdensity など以前から示唆されていた部分構造を 3 次元の星密度分布からより高 い精度で確認したほか、新たに Orphan stream などの部分構造が発見された(図 3.43)。また空間的な星の 集まりの他に、速度空間上の部分構造が無数に存在する可能性も示唆されている。こうした解析からは、銀河 系ハロー 30 kpc 以内に含まれる星の数十パーセント程度は、部分構造に属しているとみられている[60]。

プロジェクト	望遠鏡口径 (視野)	場所	広さ/深さ	Ref.	
撮像					
SkyMapper Southern Sky Survey	$1.3 \mathrm{m}(5.7 \mathrm{deg}^2)$	オーストラリア	$20,000 \deg^2/g \sim 23$	[69]	
Large Synoptic Survey Telescope	$8.4 { m m}(9.6 { m deg}^2)$	チリ	$20,000 \deg^2/g \sim 27$	[61]	
Gaia-survey	$1.45 \mathrm{m} \times 0.5 \mathrm{m} (2 \times 1.7^{\circ} \times 0.6^{\circ} \mathrm{FoV})$	スペース	all sky/ $V \sim 20 (< 1 \text{mas/yr})$	[33]	
Pan-STARRS project	$1.8\mathrm{m}(7\mathrm{deg}^2)$	ハワイ	$30,000 \text{ deg}^2/g \sim 24$	[65]	
Subaru/HSC survey	$8.2\mathrm{m}(1.8\mathrm{deg}^2)$	ハワイ	(Wide)1,400 $\deg^2/r \sim 26$	[53]	
Dark Energy Survey	$4 \mathrm{m} (2.2 \mathrm{deg}^2)$	チリ	5000 \deg^2 / $r\sim24$	[12]	
分光					
LEGUE	$4 \mathrm{m}(5^{\circ})$	中国	$r \sim 19 (R \sim 1800)$	[75]	
Subaru-PFS survey	$8.2 \mathrm{m} \left(1.1 \mathrm{deg}^2\right)$	ハワイ	$V < 21 (R \sim 3000/5000)$	[115]	

表 3.7: 現在進行中、あるいは近い将来計画されている銀河系ハローサーベイ。

超低光度矮小銀河の発見: SDSS の銀河系ハロー探査の結果、新しく非常に暗い超低光度矮小銀河 (Ultra-faint dwarf galaxy) が次々と見つかり、知られている矮小銀河の数が倍増した。銀河系ハローに付随する矮小銀河の数は、CDM 理論の予測するダークマターサブハローの数に比べて圧倒的に少なく、ミッシングサテライト問題として以前から知られていたが、この問題の解明に向けて重要な一歩といえる。

金属量と $[\alpha/\text{Fe}]$: RAVE による中分散分光探査による太陽近傍 ~ 7 kpc 以内に含まれる主系列星、赤色巨星、 水平分枝星等の統一的な解析により、ハローでは α 元素と鉄の組成比 ($[\alpha/\text{Fe}]$) は金属量 ([Fe/H]) によらずほ ぼ一様に太陽値より数倍大きいことが分かった ([100] など)。一方、太陽近傍の外部ハロー星 (計算された軌道 が外部ハローにまで到達しうる星) では、 $[\alpha/\text{Fe}]$ が低くなる傾向も示唆されている [88; 58]。

ハローの二重構造: 太陽から4kpc以内の星の運動から、ハローが単一の成分では説明できず、内部ハロー と外部ハローの少なくとも2つの星種族に分けられること、外部ハローでは内部ハローに比べて、より球対称 に近い星の分布をもち、回転運動は平均的に銀河円盤と逆方向をとり、金属量が低いことが示された[24]。

以上のように、銀河系八ローの中心から 20 kpc 以内においては、SDSS、RAVE などで大きいサンプルに対する系統的な解析が可能になったことで、空間分布、運動、化学組成の理解が以前より格段に進んだ。恒星ストリームや密度超過構造などの部分構造は、銀河系八ロー形成史のなかでも比較的最近における矮小銀河の衝突・合体の痕跡と考えられ、CDM 理論の予言するような八ローの階層的合体を通した形成過程を示唆する。 方で金属量と $[\alpha/\text{Fe}]$ からは、八ロー星の典型的な $[\alpha/\text{Fe}]$ 値は現存する矮小銀河と異なる傾向にあり、八ローの 主なビルディングブロックとなった矮小銀河がどのような星質量 (星形成史) をもつものだったのかについて、 未だにはっきりとした結論は得られていない [118]。

今後はこうした描像を CDM 理論の予測する銀河形成過程と比較するうえで欠かせない、(1) ハローのビル ディングブロックとなった矮小銀河の星質量関数および (2) 矮小銀河の衝突・合体史 (accretion history) を定量 的に明らかにすることが課題となる。その重要な鍵をにぎるのが、銀河系外部ハローの探査である。銀河系外 部ハローは内部ハローよりも衝突・合体の痕跡となる部分構造がより多く存在することが数値シミュレーショ ンをもとにした研究から予測されており、ハロー形成の化石情報の宝庫といえる (図 3.44)。観測的には前述 のように外部ハローは内部ハローとは異なる特徴をもつ兆候が太陽から比較的近い距離 (数 kpc 以内) にある 恒星の運動をもとにした解析から示唆されている。外部ハローについて定量的な性質を得るためには、実際に 30 kpc 以上の距離にある星について、位置、運動、化学元素組成を内部ハローについて得られているのと同程 度の精度で測定する必要がある。

すばる HSC や、Pan-STARS、LSST などの広視野撮像サーベイ、およびいくつかの望遠鏡で計画されてい る多天体分光器などによる分光サーベイにより、これまでに届かなかった外部ハローの性質が明らかになって いくことが期待される [60]。現在進行中または近い将来計画されている主な銀河系サーベイプロジェクトを表 3.7 にまとめた。まずすばる HSC を使った広視野撮像観測では、これまでに暗すぎて見つからなかった外部ハ ローに付随する部分構造が新たに発見されることが期待される。過去の衝突・合体の直接の痕跡であるこうし た部分構造が外部ハローにおいてどのくらい含まれているかが、ハロー形成解明の鍵となる。

次に LAMOST やすばる PFS に代表される低・中分散 (R ~ 2000 – 5000) 多天体分光では、ハロー星の視



図 3.44: シミュレーションによる銀河系と同等の大きさをもつハローの表面輝度分布。一辺約 300 kpc の範囲 の範囲を示す。外側ほど部分構造が多くなる傾向が見て取れる。LSST では銀河中心から 100kpc 以内の主系 列星によるマッピングが計画されており、SDSS では内部ハローに限られていた探査領域が外部ハローにまで 広がることが期待される。Cooper et al. (2010) [29] より引用 (掲載許可取得済み)。

線速度と金属量、および 元素組成の分布が得られる。ハローと現存する矮小銀河との間での化学組成の比較 からは、ハローのビルディングブロックとなった矮小銀河の星質量関数について重要な手がかりが得られる。 さらに Gaia 衛星などの位置天文衛星により、固有運動と視差(距離)が測定されることで太陽近傍の約 20 kpc 以内については6次元位相空間情報と化学組成がそろうことになる。

以上の観測データをもとにハローの星密度分布、速度分布、化学組成分布の統計的な性質を内部ハロー・外部ハローそれぞれで明らかにし、CDM 理論もとづく銀河系形成のシミュレーションの予測と比較することで、 ハロー形成史にこれまでにない制限が得られる。銀河系ハロー星の大規模データをもとにした銀河形成理論の 検証は、次節に述べられるような近傍系外銀河の観測および遠方銀河の直接観測と相補的に、銀河一般の形成 過程の解明に向けて重要な役割を担うことが期待される。



図 3.45: アンドロメダ銀河ハローの低金属量星の密度マップ [99](掲載許可取得済み)。

近傍銀河のハロー構造

銀河系ハローの研究に加え、近傍銀河の観測は、銀河系では調べることが困難であったハローの大局的な構造を 明らかにしている。4mクラスの中口径望遠鏡、とりわけ、カナダ・フランス・ハワイ望遠鏡(CFHT/MegaCam) は、アンドロメダ銀河の周辺部、約360平方度のハロー領域(半径にして約150kpcに相当)の撮像観測を行っ た(図3.45)。CFHTがアンドロメダ銀河ハローのサーベイ観測において実現した深さは、g=25.5、i=24.5程 度(表面輝度にすると32-33等/平方秒角)であり、最も明るい赤色巨星より約3-4等級ほどの深さまで恒星分 離観測を行っている。

銀河系やアンドロメダ銀河の八ロー構造の研究において 2000 年代最大の発見は、恒星ストリームの発見で あろう [54]。 恒星ストリームは、矮小銀河が母銀河へ降着する過程において銀河同士の潮汐作用によってで きたと考えられ、冷たい暗黒物質モデルに基づく銀河の階層的構造形成シナリオの直接的な証拠となったので ある。しかし、検証されている八ローのサンプルが、銀河系とアンドロメダ銀河の 2 つだけであったため、よ リー般的な銀河形成のシナリオを求めて、局所銀河群を超えた銀河八ローの構造研究へと発展してきている。 例えば、たった 10-50 cm の小口径望遠鏡を用いて、近傍渦巻銀河の八ロー領域をパイロット観測が行われた [78]。恒星分離観測ができるほどの十分な解像度は得られないが、ルミナンスフィルターを用いた長時間積分 により、表面輝度で約 28.5 等/平方秒角の深さまで到達することができている。その結果、数々の渦巻銀河の 周辺部に恒星ストリームを発見し、シミュレーションから予測される恒星ストリームと定量的な比較をするこ とができるようになってきた (図 3.46)。このような比較で浮かび上がってきた問題点の解明のために、近傍銀 河のより詳細な観測が重要である。

大規模サーベイによるハロー構造の解明:恒星ストリームだけではなく、地上の中大口径望遠鏡およびハッブル 宇宙望遠鏡によって、銀河系のハローについては外側と内側のハローの二層構造や、Ultra Faint Dwarf (UFD) 銀河などが発見され、運動や化学組成などの研究も進んできた。一方、アンドロメダ銀河のハローについては、 (1)銀河系ハローに比べて平均金属量が2倍以上高い[112]、(2)ハローにしては年齢が若い(約8Gyr)恒星種 族が存在する[22]、(3)中心から約20kpcまでバルジのようなde Vaucouleurs則の密度分布をしている[112]、 (4)銀河系のthick disk や thin disk にも分類できないような円盤構造(つまり、金属量は thick disk、回転は thin disk のような円盤)が70kpcに渡って広がっている[56]、(5)ハローが150kpc以上に広がっている[47]、 (6)金属量勾配が存在する[67]、(7)銀河系には見られないような、広がった球状星団が存在する[77]、などの 観測事実が発見されてきた。

これらの発見によって、我々がこれまで考えていたハローの固定観念は変えられつつある。例えば、ハロー は銀河形成初期に誕生した古くて単一の恒星種族によってできているとこれまで考えていたが、前述したよう



図 3.46: シミュレーションと観測された様々な恒星ストリームの比較 [78](掲載許可取得済み)。

にアンドロメダ銀河のハローには8Gyrという比較的若い恒星種族も存在している。また、銀河系球状星団の 研究から、ハローには金属量勾配がないと予言されていた[104]が、アンドロメダ銀河のハローには金属量勾 配がみつかった。観測が進むにつれて、N体シミュレーションや準解析的モデルなどを組み合わせて、ハロー の形成シナリオが再現されるようになり、ハローは単純に矮小銀河同士が散逸的に合体してできたというシナ リオだけではなく、重力収縮型のシナリオと矮小銀河のアクリーションシナリオを混ぜ合わせたようなハイブ リッドモデルも提唱されており、ハロー形成の理解は未だ混沌としている状況である。

ここで述べたような観測事実は、当初の研究の仮説の検証とは独立して出てきたことであり、近傍銀河ハ ローの研究は、大規模サーベイにより詳しく観測して初めて分かる事実が多い。今後は8m級望遠鏡のサーベ イ機能(すばるのHSCやPFS、LSSTなど)により、次のような課題についての進展が見込める:アンドロメ ダ銀河のハローに関して言えば、現在、ハロー領域において発見されている恒星ストリームの個数は、数値シ ミュレーションから予測される個数よりも数倍程度少ないことから、4mクラスの望遠鏡による検出限界以下 のフェイントな(つまり星数密度が低い)恒星ストリームの発見が多数期待される。また、「ハローがどこまで 広がっているのか?」や「アンドロメダ銀河のハローにUFD銀河は存在するのか?」などの問いに対しても 答えられる可能性がある。さらに、分光観測も駆使すれば、恒星ストリームからダークマターサブハローの分 布の見積もり[23]や、スタッキングしたスペクトルから[α/Fe]の分布も見積もること[123]が可能になる。

多数の銀河の観測によるハロー構造形成シナリオの検証:前述のように、銀河系とアンドロメダ銀河のハロー を比べただけでも相違点があるので、銀河系ハローの詳細研究で得られた仮説は、まずはアンドロメダ銀河ハ ローでも成り立つのか検証する必要がある。そして、銀河系やアンドロメダ銀河で見られるハローの複雑な構 造は果たして一般的なハローの描像なのかどうか解明しなければならない。今後は、銀河系やアンドロメダ銀 河のハロー研究において得られた観測データを事前分布とし、多様な銀河のデータを増やすことによってベイ ズ更新的にハローの構造形成の一般性が議論されるだろう。

2010 年代に進んだ観測によれば、どの銀河においても、明るさ (つまり質量) に違いはあれどハロー自体は 存在するようである [113]。しかし、その物理状態は様々である。例えば、恒星ストリームが存在する銀河も あれば、存在しない (あるいは検出ができていない) 銀河もあり、金属量が高い恒星ハローもあれば低い恒星八 ローも存在する。母銀河のハッブル分類によってそのハローにも多様性が存在するのである。8 m 級望遠鏡で 恒星分離観測ができる距離はせいぜい 10 Mpc 以内の宇宙 (Local Volume と呼んでいる) に限られている。特 に、Local Volume には早期型の銀河が少なく、とりわけ早期型銀河のハロー構造の理解は進んでいないので (南半球またはスペースから観測可能な NGC 5128 のハローについての研究は、ハッブル宇宙望遠鏡や VLT に よって徐々に進みつつあるが、広視野の撮像観測装置がないので進度は遅い [98])、30 m クラスの望遠鏡によっ て観測対象が増えることは非常に有益である。しかし、そのためには地上でのシーイングリミットの問題を解 決できる可視光 (の中でも青い側) での補償光学が必要となってくる。

一方、恒星分離観測ではないが、銀河からの光を積分して八ロー構造を調べる手法 [78] を利用すれば、より遠方の銀河をターゲットにすることができるので、ハロー構造の時間進化も調べることができる。例えば、SDSS クラスの望遠鏡を使えば、z < 0.2の宇宙を、ハッブル宇宙望遠鏡を使えば、z ~ 1程度の高赤方偏移宇宙にある銀河のハロー構造 (例えば、表面輝度分布)を調べることができる。実際、例は少ないが遠方にある円盤銀河のハローは近傍より明るくて青いという結果が報告されている [119]。今後、すばる HSC によって遠方銀河ハローのサンプル数が増え、TMT や JWST などの次世代望遠鏡によって、さらに遠方宇宙 (z > 1)にある銀河ハローのサンプルが蓄積され、ハロー構造の時間進化の研究が進むことが期待される。

3.6.5 矮小銀河

CDM 理論から導かれる階層的構造形成のシナリオでは、矮小銀河の多くは宇宙初期に形成され、それらが 衝突・合体を繰り返すことで銀河系のような大銀河が形成されたと予測している。銀河系およびローカルグルー プに付随する矮小銀河は、そうした階層的構造形成の生き残りと考えられ、ひとつひとつの星について視線速 度および化学組成等を測定することで、ダークマターの質量分布や星の化学組成分布をもっとも詳細に調べる ことのできる、銀河形成の実験室と位置づけられる。次世代観測装置を用いて矮小銀河の構成員である星の分 光観測を行うことにより、その化学力学構造およびダークマターの密度分布の解明が進むと期待される。

矮小銀河の化学・力学構造とダークマター

CDM 理論の予測する銀河形成過程の観測的な制限として最も重要なもののひとつに、銀河系に付随する衛星 矮小銀河の数 (光度関数) が挙げられる。以前から知られていた銀河系周辺の比較的明るい矮小銀河 (Classical dwarf galaxy)の数は、標準的な宇宙論にもとづく数値シミュレーションで予測される同程度の質量に対応す るダークマターサブハローの数と比べて圧倒的に少なく、ミッシングサテライト問題として議論の的となって きた [85]。SDSS による銀河系ハロー探査の結果、新しく超低光度矮小銀河が発見され、知られている銀河系 周囲の矮小銀河の数は倍以上に増えた (3.6.4 節)。現在進行中の広視野撮像サーベイによっても、知られている 銀河系周囲の矮小銀河の数はさらに増加しつつある [73; 12]。一方で CDM 理論の検証において重要な超低光 度矮小銀河については、SDSS など現在の銀河系ハロー撮像探査では、太陽から数十キロパーセク以内にある ものしか検出できないと見積もられている [72]。次世代装置では、より深い撮像探査によって超低光度矮小銀 河も含めた銀河系衛星矮小銀河の光度関数を明らかにするのが重要課題となる。

矮小銀河の光度関数に加えて、各々の銀河の力学構造についても CDM 理論の検証の場として注目を集めて いる。矮小銀河に付随する星の表面輝度分布と視線速度分布の解析から、銀河系近傍にある矮小銀河は一般に 恒星質量の数倍から数百倍以上もの質量のダークマターをもつと考えられており、未知のダークマター粒子の 基本的な性質を検証するうえで格好の観測対象とされている (例えば [4])。

その例として、矮小銀河中心部でのダークマターの密度プロファイルが挙げられる。CDM 理論に基づく数 値シュミレーションからは、矮小銀河の土台となるような暗黒物質サブハローは、中心部に向かって急激に上 がるカスプ状の密度分布になると予測されているが、実際の矮小銀河の密度分布がこの理論予測と一致するか どうかが鍵となる。また、矮小銀河中のダークマターが対消滅する結果としてガンマ線を放射することが予測 されている。このガンマ線フラックスの上限値と、星の観測から得られる矮小銀河中心部でのダークマター質 量とを比較することで、ダークマター粒子の質量および対消滅(崩壊)断面積に制限が得られる。ダークマター



図 3.47: 銀河系矮小銀河の速度分散プロファイル ([126] より、掲載許可取得済み)。実線はタークマター分布の モデルを観測データへフィットした結果を示す。

の間接検出が期待される天体候補としては、他にも銀河中心や銀河団などが挙げられるが、矮小銀河ではそれ らに比べてダークマターが卓越しているため、特に有力と見られている。

矮小銀河内のダークマター分布は、撮像観測で得られる星の表面輝度分布と、分光観測から得られる星々の 視線速度をもとに、通常は単一の星種族(同時期に生まれた星々の集まり)が球対称に分布し、速度非等方性お よび力学平衡に関する仮定をおいたうえで求められている。しかし実際の矮小銀河の観測からは、星の分布は 球対称ではなく、部分構造が見られるなど平衡状態からもほど遠く、このことが矮小銀河の一定の半径内に含 まれるダークマター質量の見積もりに大きく影響することが明らかになってきている[50]。さらにいくつかの 矮小銀河では過去に複数回の星形成が起こった形跡があり[127]、複数の星種族を保持する複雑な構造をもつこ とが示唆されている。これまでの観測では、表面輝度分布および視線速度分布の測定は矮小銀河内の比較的明 るい星に限られており、トレーサーとなる星の数が少ないのが現状である。こうした不定性から、矮小銀河の 密度分布が理論の予測するようなカスプ状か、あるいはより平坦なコア状かはっきりとした区別はできていな い[37]。またガンマ線観測との比較からダークマター粒子の性質に関してより強い制限を得るためには、矮小 銀河中心部でのダークマター密度の測定精度を高めることが重要な課題となる。

矮小銀河の力学構造に加えて、化学組成分布の測定も個々の矮小銀河の部分構造の検出および矮小銀河内 での星形成史の理解のうえで鍵となる。ケック望遠鏡などに搭載されている中分散多天体分光では、金属量 ([Fe/H]) と α 元素 (マグネシウム、シリコン、カルシウムなど)の組成が矮小銀河内の明るい赤色巨星につい て測定され、それぞれの銀河の星形成史に新たな制限が得られている([122; 70]、Sculptorの例を図 3.48 に示 す)。さらにいくつかの矮小銀河では、年齢と金属量に空間勾配があることが撮像観測と分光観測を組み合わせ た解析から分かってきた [32; 31]。矮小銀河のより広い領域について化学組成分布を調べることが次世代装置 による観測の大きな課題となる。

今後、8-10 m 級の大望遠鏡に取り付けられる広視野撮像装置および中分散多天体分光器により近傍矮小銀河の化学力学構造への理解が飛躍的に進むことが期待される。まずすばる望遠鏡/HSC では、これまでカバーしきれていなかった矮小銀河の外側を含む領域について、深い撮像観測からより正確な表面輝度分布を得ることができる。さらにすばる望遠鏡/PFS に代表される広視野中分散多天体分光器では、これまでにない大きさの視野と大口径の望遠鏡の組み合わせにより、矮小銀河の一段と暗い星にまで視線速度を数 km s⁻¹ の精度で



図 3.48: 銀河系周囲の矮小銀河のひとつ Scluptor の化学組成と、データをよく再現する化学進化モデル [70](掲載許可取得済み)。観測データとモデルとの比較から、この銀河では星形成が比較的ゆっくりと進行し、星形成の継続時間は 1.1Gyr と見積もられている。

測定することで、視線速度分布の統計精度が飛躍的に向上することが期待される。さらにこれまでごく一部に 限られていた金属量、 元素組成の測定を銀河全体に広げることで、化学組成の空間分布が得られる。これに よって矮小銀河内の部分構造などより正確な力学構造の解析が可能になるほか、矮小銀河の星形成史への理解 が格段に進むだろう(次節を参照)。

矮小銀河の形成・進化

前節でみたように、2000年代に入り局所銀河群銀河が次々と発見されるとともに、これら銀河へのフォロー アップ観測が行われ、特に高分散分光による金属量や元素組成比の研究が飛躍的に進むこととなった。また矮 小銀河の星の視線速度観測から速度分散プロファイルも求めることができるようになり、銀河質量の推定も進 むこととなった [11]。

しかし、このような研究は銀河系近傍の限られた銀河-主に矮小楕円体銀河-についてのみ可能なのが現状 である。矮小不規則型銀河は銀河系の近傍にはあまり存在しないため、これらの銀河の(分光観測によって求 められた)金属量や元素組成比は数個の矮小不規則型銀河についてしか求まっていない。特に、質量-金属量関 係は測光データに基づいて求めると矮小楕円体銀河と矮小不規則型銀河では異なっているが、分光データに基 づくと同じ関係に乗るということが示されている(図 3.49)。このことからも高分散分光という同一手法によっ て得られる均質なデータが不可欠ということが分る。また、アンドロメダ銀河の衛星銀河については高分散分 光が行われた例はまだなく、矮小楕円体銀河の分光的性質にホスト銀河による違いがあるかという興味深い問 題にもまだ答えが与えられていない。今後、例えば HSC 広域サーベイによりさらに暗い新たな矮小銀河、特 に UFD が多数発見されることが期待されている。これらの天体のフォローアップ分光観測には、より大口径 で高分散分光観測が可能な望遠鏡が必要であり、TMT への期待は大変大きい。

また局所銀河群周辺には見られない銀河として、低金属量の星生成銀河は大変興味深い観測対象である。階層的構造形成理論に従えば、現在でも小さなハローで銀河が生まれてよいはずである。このような「生まれたて」の銀河の候補として低金属量で活発な星生成活動を行っている銀河が挙げられる。我々から近い銀河の候補の一つとして I Zw 18 が以前から観測されているが、未だ銀河の年齢について確固たる結論は得られていない[62; 6]。この問題に答えを出すためには現在よりも十分な深さと解像力を持つ撮像観測が必要である。TMTの大口径を生かした高分解能撮像観測により、今まで明確には分らなかった古い恒星種族に特徴的な赤色巨星分枝の有無や水平分枝星の有無を確認することが可能になり、年齢に制限を与えることが始めて可能となって



図 3.49: 左:様々な銀河の星の元素組成比。銀河系や近傍の矮小楕円体銀河 (dSph) に加えて、最近発見された Ultra Faint Dwarf の星の組成についても高分散分光観測がされるようになってきた([39] 図 16 より、掲載許 可取得済み)。右:局所銀河群銀河の光度-金属量関係。矮小不規則銀河 (dIrr) について測光データから求めら れた光度-金属量関係量は矮小楕円体銀河のそれとは乖離が顕著であり分散も大きい([71] 図 1 より、掲載許可 取得済み)。

くる。また、I Zw 18 以外の銀河についても同様な観測を行うことが可能となり、「生まれたて」の銀河の存在 の有無と形成期の銀河を詳細に研究することが可能となってくる。

さらに、TMT が実現すると今まで局所銀河群銀河で行われてきたような研究はより遠い銀河群で行うこと が可能になる。新しい銀河研究の切り口を生み出すことを期して、大口径望遠鏡で他の銀河群の矮小銀河に高 分解能撮像観測を拡張し、銀河群の性質と構成銀河の性質の比較を行う。

3.6.6 初期世代星と化学進化

初期世代星の生き残りと目される最も金属量の低い星は、初代星の形成や元素の起源とも関連するテーマで、 それぞれの章でもとりあげられているが、銀河系ハローや矮小銀河の形成初期を探る上でも重要な観測対象で ある。また、銀河の化学進化を包括的に理解する上で、リチウムは重要な元素である。

銀河系の構造・矮小銀河における初期世代星

ビッグバン後の宇宙で最初に誕生してきた星は巨大な質量をもっていたと考えられ、以後の構造形成や化学 進化に大きな影響を与えたと考えられている。その後に残された低金属量のガス雲からは小質量星が誕生した とみられ、実際、銀河系のハロー構造には金属量の非常に低い([Fe/H]<-3)小質量星が多数検出されている。 これらの超金属欠乏星は初代の大質量星およびそれが引き起こした超新星爆発によってつくられた化学組成を 保存していると考えられている。その中には、特異な(太陽の化学組成比とは大きく異なる)組成をもつ星が見 つかっている。極端な例としては、[Fe/H]<-5 をもつ炭素過剰星があげられる[28]。

一方、鉄を指標とする金属量が必ずしも極端に低くない星のなかにも、特異な組成をもつ星が見出されるようになってきた。たとえば、SDSS とすばる望遠鏡による研究で見つかった [Fe/H]= -2.5 の星は、炭素やマグネシウムの組成がより低く、初代の超大質量星が引き起こす可能性のある電子対生成型超新星がつくり出した 特異な化学組成を反映している可能性がある [9]。

これらの初期世代星が銀河系のどこに見られるのか、という問題は、銀河形成・進化がどこでどのように始まったのか、という点で重要である。まず、ハロー構造のうち、特に外部ハロー構造は低い金属量を持つとみられており [24]、その金属量の低い側の端の分布の解明が鍵となる。今後は、LAMOST や Skymapper などの 探査で超金属欠乏星の候補天体の増大が見込まれる。金属量の非常に低い領域で十分なサンプルを確立するには、8-10m級望遠鏡では高分散分光が困難な暗い星を TMT で分光する必要がある。

次に、銀河形成においては最も密度の高いところから最も早く構造形成が進んだと考えられ、バルジ構造周辺にこそ最も初期の星の名残が生き残っている可能性がある。最近の探査でバルジ構造内にも [Fe/H] < -2.5 の星が検出されるようになってきている [52]。バルジの星の探査には、高感度の赤外線観測が有用であり、特に高分散分光では TMT の赤外観測が重要になると考えられる。

第三に、銀河系形成の素材となったと考えられている小さな星の集団の生き残りではないかとみられる矮小 銀河も見つかってきている (図 3.50)。SDSS などで見つかってきた、星の数の少ない、超低光度矮小銀河で、 平均の金属量はいずれもかなり低い ([Fe/H]<-2) ものの、金属量には幅があり、極端に金属量の低い星も高 い割合で見つかっている [40]。

2020年代には、銀河系の各構造や矮小銀河において多数の金属欠乏星を検出し、金属量分布など基本的な統計量を決定することが大きな目標となる。これは初期の銀河系形成史への強い制限となるもので、SDSS(可視および赤外の APOGEE) や LAMOST などの分光サーベイ、Gaia による距離と天体の運動の測定が重要である。金属量の低い領域では、個々の星の金属量を決定するのに高分散分光が必要となる。そして、高分散分光 データからは、鉄だけでなくさまざまな元素の組成を測定することができ、その元素を供給した大質量星の質量を推定することも可能になる。これには TMT などの超大型望遠鏡での可視および近赤外高分散分光が必要である。



図 3.50: 超低光度矮小銀河 Segue 1 の星の分布(右)と色等級図(左)[40](掲載許可取得済み)。星の少ないこの 銀河では、数個しか赤色巨星が同定されていない。銀河の性質を理解するためには主系列付近の星の観測が不 可欠で、そのためには超大型望遠鏡の集光力が必要である。

化学進化解明の試金石・リチウム

炭素、酸素、鉄など、ほぼすべての元素は、宇宙の歴史のなかでは主に星と超新星爆発によってつくられて きた。鉄より重い元素の起源のひとつである r-プロセスについては、その生成場所が依然として謎であるが、 中性子星連星の合体や超新星がその候補にあげられている [2]。そのなかで、リチウム、ベリリウム、ホウ素 の3元素は、星間物質中での宇宙線破砕反応が重要な起源であるという、特殊な元素といえる。とくにリチウ ムは、ビッグバン元素合成でもできるほか、宇宙線破砕や超新星でできる成分に加え、進化の進んだ中小質量 星や新星爆発でできる成分もあると考えられている。すなわち、宇宙の化学進化全体に関わっている元素であ り、化学進化モデルを検証する試金石といえるが、いくつかの重要な問題が提起されている。

第一に、ビッグバン元素合成でのリチウム生成である。金属欠乏星(星内部でのリチウム破壊が星表面には 影響していないと期待される主系列星や準巨星)にみられるリチウム組成がほぼ一定値であることから、それ がビッグバン時に合成されるリチウム量を反映していると考えられてきた[109;101]が、その間に2から3倍 の食い違いが存在することが確定的になってきた[10]。星の内部でのリチウム破壊が標準的な星の内部構造モ デルで考えられる以上に進行している可能性、あるいは初期に宇宙(銀河)規模でリチウム破壊が進行した可能 性、さらには標準ビッグバン元素合成モデルの欠陥の可能性などが検討されているが、十分解明されたとは言 い難い。観測的には、極端に金属量の低い星では、主系列星や準巨星であってもリチウム組成にばらつきがみ られることが明らかになってきており、この問題の解決の糸口となる可能性がでてきている[103;8]。大口径 望遠鏡で可能になる、ハロー構造などの超金属欠乏星の高精度のリチウム組成測定が期待される。

第二に、化学進化モデルでは様々なリチウムの生成起源が仮定されているが、直接的な証拠はあまり得られていない。最近、新星爆発からの放出物質の吸収スペクトルにおいて、リチウム (⁷Li)のもとなるベリリウム (⁷Be:53日で⁷Liに壊変する)が検出され、新星爆発からリチウムが放出されることが初めて確認された [114]。このような直接的な検証を積んでいくことが、リチウムを用いた銀河系の化学進化モデルの確立に不可欠である。

また、太陽系および近傍の星間物質中のリチウム同位体比にばらつきがみられる。太陽系の場合は、46億年 前の星間物質を反映していることを考慮する必要があるが、リチウム同位体比のばらつきは、星間物質の混合 が不十分な箇所もあることを示唆している。リチウムの起源、および銀河系における星間物質の混合過程の解 明に、リチウム同位体比の測定は有用である。星間物質中のリチウム同位体比測定は、背景星の光のスペクト ルに現れる1%程度のごく弱い吸収線を測定する必要があり、同位体分離を行うためには*R* > 100,000の高い 波長分解能も要求される。大口径望遠鏡の高分散分光観測が必須である。



図 3.51: 左: 局所銀河群を異なる 2 方向 (上図・下図) から見たときの銀河の分布図。4 本の太線が、エッジオ ンでみた 4 平面を表す。銀河系 (MW、原点位置)、アンドロメダ銀河 (M 31)の周辺に分布するほとんどの矮 小銀河が 4 つの平面上のいずれかに乗っていることが示唆される ([106] 図 3 より、掲載許可取得済み)。右: 銀 河系、アンドロメダ銀河、M 33 の間の距離の時間変化。本シミュレーションよると、5.86 Gyr 後に銀河系と M 31 は合体して一つになることが予想されている ([121] 図 3 より、掲載許可取得済み)。

3.6.7 局所銀河群の構造と進化

局所銀河群の動力学構造

2000年代に入り、新たな広域撮像サーベイが進められ、今まで見えていなかった局所銀河群の姿が明らかに されることとなった。特に、全天の4分の1を今までに比べ約3等級深く撮像するという SDSS 広域撮像サー ベイ [129] により、銀河系周辺には矮小銀河の集積の痕跡と考えられる複数の部分構造が発見されたことに加 えて [14; 15]、我々の銀河系に付随する矮小銀河、特に超低光度矮小銀河 (Ultra Faint Dwarf) が多数発見さ れるようになってきた (例えば、[16])。また、アンドロメダ銀河についても、Giant Stream の発見に引き続き [54]、広域深撮像サーベイ [80]、によって多数の矮小銀河が発見されるようになってきた (例えば、[99])。今や 局所銀河群のメンバー銀河は約 80 個を数えるようになってきており、矮小銀河の構造や星生成史を広い等級 範囲に渡って詳細に調べることが可能になると共に、局所銀河群という環境の中での個々の銀河の性質の研究 が進められるようになってきた (例えば、[81])。

多数の矮小銀河が発見されてくると、これら矮小銀河はホスト銀河の周りにランダムに分布しているのでは なく、いくつかの平面上に集中して分布しているようだと指摘されるようになってきた([57]、図 3.51)。この ような平面状分布は銀河系の衛星矮小銀河についても古くから指摘されてきたきたが[76]、アンドロメダ銀河 についても同様な分布がみられることが明らかにされたのである。複数の矮小銀河が同一平面上に分布するこ とから、これらの矮小銀河がコヒーレントな運動を持つグループとして降着してきたということが示唆される が、冷たい暗黒物質に基づく階層的構造形成理論ではこのような平面状分布を再現することは難しく、大きな 問題として注目される [93]。ただし最近、冷たい暗黒物質に基づくモデルでも説明可能との提案もある [102]。 これらのモデルを検証するには、現時点で得られているデータでは銀河個々の距離の不定性が大きい上に運動 情報が欠落している。今後は TMT 等の高解像度撮像観測により固有運動情報を得て、位置・速度の 6 次元情 報もとづく理論モデルとの詳細な比較を可能とし、銀河群スケールでの階層的構造形成理論の検証を行う。

また、van der Marel らは HST ACS/WPC3 の 5~7 年間隔のデータを用いてアンドロメダ銀河の固有運

動を求め、局所銀河群の未来を予想している (図 3.51); [108; 120; 130; 121])。彼らは局所銀河群の質量を $(4.93 \pm 1.63) \times 10^{12} M_{\odot}$ と推定しており、固有運動に基づくシミュレーションから銀河系とアンドロメダ銀河 は 5.86 Gyr 後に合体し、太陽は銀河中心から 10–50 kpc の距離に飛ばされる (また 20%の確率で M 33 に取り 込まれる)、という興味深い予想を行っている。

このような予想の精度を高め、将来の太陽系・銀河系・局所銀河群の未来の姿を知るためには、今後の高解 像度撮像観測による銀河の固有運動の測定が必須である。



図 3.52: 局所銀河群銀河、近傍の銀河群・銀河団に期待される固有運動。三角形と四角形は局所銀河群の矮小 楕円体銀河であり、銀河を構成する星の視線方向速度分散を固有運動に変換し縦軸の値とした。丸印は局所銀 河群銀河の(銀河全体の)固有運動の実測値であり、米印は近傍銀河団・銀河群について構成する銀河の視線方 向速度分散を固有運動に変換しプロットしたものである。参考のため、接線方向速度 10,100,1000 km s⁻¹ が 距離に従ってどのくらいの固有運動として観測されるかを点線で描いた。この図より、近くの局所銀河群銀河 の星や局所銀河群銀河の(銀河全体の)固有運動の測定には ~0.01 mas year⁻¹ 程度、近傍銀河団・銀河群の銀 河の固有運動の測定には 0.01 mas year⁻¹ 以下の位置測定精度が必要であることが分かる。

図 3.52 は局所銀河群銀河に期待される固有運動を各銀河までの距離の関数としてプロットしたものである。 局所銀河群銀河の固有運動は 0.01 mas year⁻¹ 程度が期待されるため、測定精度としては 0.01 mas year⁻¹ が 必要ということになる。十分な光量を持つ星を十分に安定した観測装置で観測することにより、1/100 ピクセ ル程度まで中心位置決定精度が実現していることを考慮すると [94]、TMT の K バンド回折限界 0.015 arcsec が実現すれば 10 年程度の時間間隔データで測定が可能となってくると考えられる。この観測性能を活かして、 銀河の固有運動の測定を進める。

局所銀河群の構造-近傍銀河団との比較

同様の研究はさらに遠方の銀河団・銀河群についても行うことが可能となるだろう。例えば、近傍のおとめ 座銀河団で横断速度 3000 km s⁻¹ を持つ銀河の固有運動を計算すると 0.037 mas year⁻¹ となる。HST による 局所銀河群銀河の固有運動決定精度は ~10 mas century⁻¹ 程度であり (例えば、[94])、TMT は HST に比べて 約 10 倍解像力が上がることを考慮すると、固有運動の測定は十分に可能であると考えられる。銀河の固有運 動が求まることにより、銀河団 (群) の質量、銀河の運動と銀河の進化史の関係、銀河群の多様性の研究など新 たな局面の銀河研究が可能となってくると考えられる。

表 3.8: 必要とする望遠鏡、装置

テーマ	必要な観測とデータ
銀河系中心	地上超大型望遠鏡・近赤外高分解能撮像 $(10 \max$ 以下 $)$
	地上超大型望遠鏡・近赤外分光 (視線速度測定)
銀河系中心・バルジ	8m 級望遠鏡・近赤外広視野撮像 (GLAO、30 分角以上)
	スペース近赤外位置天文
円盤構造	スペース位置天文 (可視・赤外)
	地上中-大型望遠鏡・多天体可視・近赤外分光 $(R>10,000)$
ハロー構造	地上大型望遠鏡・可視広視野撮像 (1 度角以上)
ハロー構造・初代星	地上大型望遠鏡・可視多天体分光 $(R\sim 2000-5000、1$ 度角以上)
ハロー構造・化学進化	地上超大型望遠鏡・可視高分散分光 $(R>50,000)$
矮小銀河	地上超大型望遠鏡・可視 (多天体) 高分散分光
	地上超大型望遠鏡・広視野可視・近赤外高空間分解撮像 (1 度角以上、回折限界)

3.6.8 班員構成、担当

氏名	所属	主な担当章節
青木 和光	国立天文台 (班長)	$\S 3.6.1, \S 3.6.6$
西山 正吾	宮城教育大学	$\S 3.6.2$
矢野 太平	国立天文台	$\S 3.6.2$
松永 典之	東京大学	$\S 3.6.3$
石垣 美歩	東京大学 Kavli-IPMU	$\S 3.6.4, \S 3.6.5$
田中幹人	東北大学	$\S 3.6.4$
小宮山裕	国立天文台ハワイ観測所	$\S 3.6.5, \S 3.6.7$

参考文献

[1] すばる望遠鏡次世代広視野補償光学システム検討報告書, 2012,

http://www.naoj.org/Projects/newdev/ngao/20120807/subaru_ngao20120802.pdf

- [2] 天文月報 r プロセス特集: 2014, 天文月報 107, No.1 および No.2
- [3] 4MOST—4-metre Multi-Object Spectroscopic Telescope, www.4most.eu
- [4] Ackermann, M., et al. 2014, Physical Review D, 89, 042001
- [5] Adams F. C., et al. 2010, ARA&A, 48, 47
- [6] Aloisi, A., et al. 2007, ApJL, 667, 151
- [7] Angelil, R. & Saha, P. 2010, ApJ, 711, 157
- [8] Aoki, W., et al. 2009, ApJ, 698, 1803
- [9] Aoki, W., et al. 2014, Science, 345, 912
- [10] Asplund, M., et al. 2006, ApJ, 644, 229
- [11] Battaglia, G., et al. 2013, NewAR, 57, 52
- [12] Bechtol, K. et al. 2015, ApJ, 807, 50
- [13] Begelman, M. C., et al. 1980, Nature, 287, 307

- [14] Belokurov, V., et al., 2006, ApJL, 642, L137
- [15] Belokurov, V., et al., 2007, ApJ, 658, 337
- [16] Belokurov, V., et al., 2007, ApJ, 654, 897
- [17] BeSSeL; http://bessel.vlbi-astrometry.org/
- [18] Böker, T., et al. 2002, AJ, 123, 1389
- [19] Bonaca, A., et al. 2012, ApJL, 760, L6
- [20] Bond, N. A., et al. 2010, ApJ, 716, 1
- [21] Bovy, J., et al. 2012, ApJ, 755, 115
- [22] Brown, T. M., et al. 2003, ApJL, 592, L17
- [23] Carlberg, R. G., et al. 2011, ApJ, 731, 124
- $[24]\,$ Carollo, D., et al. 2007, Nature, 450, 1020
- [25] Carraro, G., 2014, IAUS, 298, 7
- [26] Caswell, J. L., et al. 2010, MNRAS, 404, 1029
- [27] Chiba, M. & Beers, T. C. 2000, AJ, 119, 2843
- [28] Christlieb, N., et al. 2002, Nature, 419, 904
- [29] Cooper, A. P., et al. 2010, MNRAS, 406, 744
- [30] Côté, P., et al. 2006, ApJS, 165, 57
- [31] de Boer, T. J. L., et al. 2012, A&A, 544, A73
- [32] de Boer, T. J. L., et al. 2012, A&A, 539, A103
- [33] de Bruijne, J. H. J. 2012, Ap&SS, 341, 31
- [34] Dékány, I., et al. 2015, ApJL, 799, L11
- [35] Drake, A. J., et al. 2014, ApJS, 213, 9
- [36] Eggen, O. J., et al. 1962, ApJ, 136, 748
- [37] Evans, N. W., et al. 2009, MNRAS, 393, L50
- [38] Ferrarese, L., et al. 2006, ApJ, 644, L21
- [39] Frebel, A., et al. 2010, ApJ, 708, 560
- [40] Frebel, A., et al. 2014, ApJ, 786, 74
- [41] Fujii, M. S., et al. 2011, ApJ, 730, 109
- [42] Gaia; http://sci.esa.int/gaia/
- [43] Gaia-ESO, http://www.gaia-eso.eu/
- [44] GALAH—GALactic Archaeology with HERMES, http://www.mso.anu.edu.au/galah/projects.html
- [45] Gillessen, S., Genzel, R., et al. 2012, Nature, 481, 51
- [46] Ghez, A. M., et al. 2008, ApJ, 689, 1044
- [47] Gilbert, K. M., et al. 2012, ApJ, 760, 76
- [48] Gillessen, S., et al. 2009, ApJ, 692, 1075
- [49] Graham, A. W., Spitler, L. R. 2009, MNRAS, 397, 2148
- [50] Hayashi, K. & Chiba, M. 2012, ApJ, 755, 145
- [51] Honma, M, 2013, ASPC, 476, 81
- [52] Howes, L. M., et al. 2014, MNRAS, 445, 421
- [53] HSC white paper
- [54] Ibata, R., et al. 2001, Nature, 412, 49
- [55] Ibata, R. et al. 2003, MNRAS, 340, L21
- [56] Ibata, R., et al. 2005, ApJ, 634, 287
- [57] Ibata, R. A., 2013, Nature, 493, 65
- [58] Ishigaki, M. N., et al. 2012, ApJ, 753, 64
- [59] Ivezić, Ž., et al. 2008, ApJ, 684, 287

- [60] Ivezić, Ž., et al. 2012, ARA&A, 50, 251
- [61] Ivezić, Ž., et al. 2014, arXiv:0805.2366
- [62] Izotov, Y. I. & Thuan, T. X. 2004, ApJ, 616, 768
- [63] JASMINE; http://www.jasmine-galaxy.org/
- [64] Jurić, M. et al. 2008, ApJ, 673, 864
- [65] Kaiser, N., et al. 2010, Ground-Based and Airborne Telescopes III. Edited by Stepp, 7733, 77330E77330E14
- [66] Kalberla, P. M. W., et al. 2014, ApJ, 794, 90
- [67] Kalirai, J. S., et al. 2006, ApJ, 648, 389
- [68] Kawata, D., et al. 2014, MNRAS, 443, 2757
- [69] Keller, S. C., et al. 2013, Publications of the Astronomical Society of Australia, 24, 1
- [70] Kirby, E., et al. 2011, ApJ, 727, 79
- [71] Kirby, E. N., et al. 2013, ApJ, 779, 102
- $[72]\,$ Koposov, S., et al. 2008, ApJ, 686, 279
- [73] Koposov, S., et al. 2015, ApJ, 805, 130
- [74] LAMOST, http://www.lamost.org/
- [75] LAMOST: http://www.lamost.org/public/?locale=en
- [76] Lynden-Bell, D. & Lynden-Bell, R. M., 1995, MNRAS, 275, 429
- [77] Mackey, A. D., et al. 2006, ApJL, 653, L105
- [78] Martínez-Delgado, D., et al. 2010, AJ, 140, 962
- [79] Martig, M., et al. 2014, MNRAS, 442, 2474
- [80] McConnachie, A. W., 2009, Nature, 461, 66
- [81] McConnachie, A. W., 2012, ApJ, 144, 4
- [82] Mikolaitis, Š., et al. 2014, A&A, 572, 33
- [83] Minchev, I., et al. 2015, ApJL, 804, 9
- [84] Momany, Y., et al. 2006, A&A, 451, 515
- [85] Moore, B., et al. 1999, ApJ, 524, L19
- [86] Namekata, D., et al. 2009, ApJ, 691, 1525
- [87] Ness, M., et al. 2013, MNRAS, 430, 836
- [88] Nissen, P. E., & Schuster, W. J. 2010, A&A, 511, L10
- [89] Oka, T., et al. 2012, ApJS, 201, 14
- [90] Okamoto, T. 2013, MNRAS, 428, 718
- [91] Optical Gravitational Lensing Project; http://ogle.astrouw.edu.pl/
- [92] Palomer Transient Factory, http://www.ptf.caltech.edu/
- [93] Pawlowski, M. S., et al. 2012, MNRAS, 423, 1109
- [94] Piatek, P., et al., 2007, AJ, 133, 818
- [95] Prantzos, N. 2012, A&A, 542, A67
- [96] RAVE—the Radial Velocity Experiment, https://www.rave-survey.org/project/
- [97] Reid, M. J. & Honma, M. 2014, ARA&A, 52, 339
- [98] Rejkuba, M., et al. 2014, ApJL, 791, L2
- [99] Richardson, J. C., et al., 2011, ApJ, 732, 76
- [100] Ruchti, G. R., et al. 2011, ApJ, 737, 9
- [101] Ryan, S. G., et al. 1996, ApJ, 458, 543
- [102] Sawala, T., et al. 2014, arXiv:1412.2748
- [103] Sbordone, L., et al. 2010, A&A, 522, A26

- [104] Searle, L., & Zinn, R. 1978, ApJ, 225, 357
- [105] Sesar, B., et al. 2007, AJ, 134, 2236
- [106] Shaya, E. J., & Tully, R. B., 2013, MNRAS, 436, 2096
- [107] Sloan Digital Sky Survey (SDSS), http://www.sdss.org/
- [108] Sohn, S. T., et al. 2012, ApJ, 753, 7
- [109] Spite, F., & Spite, M. 1982, A&A, 115, 357
- [110] Stolte, A., et al. 2008, ApJ, 675, 1278
- [111] Stolte, A., et al. 2002, A&A, 394, 459
- [112] Tanaka, M., et al. 2010, ApJ, 708, 1168
- [113] Tanaka, M., et al. 2011, ApJ, 738, 150
- [114] Tajitsu, A., et al. 2015, Nature, 518, 381
- [115] Takada, M., Ellis, et al. 2014, PASJ, 66, R1
- [116] Tanikawa, A., & Umemura, M. 2011, ApJL, 728, L31
- [117] Tanikawa, A., & Umemura, M. 2014, MNRAS, 440, 652
- [118] Tolstoy, E., et al. 2009, ARA&A, 47, 371
- [119] Trujillo, I., & Bakos, J. 2013, MNRAS, 431, 1121
- [120] van der Marel, R. P., et al. ApJ, 753, 8
- [121] van der Marel, R. P., et al. 2012, ApJ, 753, 9
- [122] Vargas, L. C., et al. J. D. 2013, 767, 134
- [123] Vargas, L. C., et al. 2014, ApJL, 797, L2
- [124] VERA; veraserver.mtk.nao.ac.jp/
- [125] VISTA Variables in the Via Lactea, Minniti et al. 2010, New Astronomy, 15, 433–443
- [126] Walker, M. G., et al. 2009, ApJ, 704, 1274
- [127] Weisz, D. R., et al. 2014, ApJ, 789, 147
- [128] Yelda, S., et al. 2010, ApJ, 725, 331
- [129] York, D. G., et al., 2000, AJ, 120, 1579
- [130] http://www.nasa.gov/mission_pages/hubble/science/milky-way-collide.html

3.7 銀河系・近傍銀河の星生成と物質進化

3.7.1 検討結果の要旨と必要観測仕様のまとめ

銀河内の星生成活動によって、ガス中の金属量が増加し、ダストが形成される。それらによって、さらなる 星生成が進み、銀河の進化とともに、物質に富む現在の宇宙に至った。この多様な物質に満ちた豊かな宇宙を 生んだ過程の一つである銀河進化の解明に、近傍銀河の詳細観測によってアプローチする(図 3.53)。ガス・ダ スト進化(物質進化)と星生成は密接な関係がある。多様で豊かな宇宙をもたらした銀河進化プロセスにおい て、星生成と物質進化は最も本質的な物理素過程と言える。しかし、銀河の星生成率の大きな違い、ガス・ダ スト進化の多様性を生んでいる、物理条件の本質が理解できていない。現在の星生成率、将来の星生成のため のガス貯蔵量、そして、これまでの星生成によって形成された現在のダストの性質について、銀河形態および 銀河内の局所条件に対する依存性を明らかにすることは、宇宙多様化における「銀河の働き」を理解するうえ で必要不可欠である。

1 銀河の星生成率の多様性を生む物理条件を探る

星生成率は銀河毎に8桁もの違いがあり、銀河内でも大きく変化する。星生成率とガスの面密度の間に は、およそ冪乗則の正相関が存在する。しかし、依然として銀河の星生成率の大きな違いを生んでいる 物理条件の本質が理解できていない。近傍銀河を空間分解し、ダストによる連続波とバンド放射・吸収、 電離・原子ガスによる微細構造線、分子ガスによる回転遷移線などを用いて、銀河の局所領域の物理条件 (ガス密度・温度・金属量、ダスト質量・温度・組成、輻射場強度・温度、衝撃波強度など)を求め、星生 成率の違いを生んでいる本質的な物理条件を探る。

2 銀河のガス・ダスト進化を探る

ガスとダストの質量比は同じ星生成率でも2桁近くも異なっている。どこでダストが生成・変成し、それ が星生成活動にどのような役割を果たすのか。近年、「見えない」分子ガスが多量(分子相の30-100%) に存在することが分かりつつある。星生成の原料の貯蔵庫として「見えない」分子ガスがいかなる役割 を果たしているのかは、よく分かっていない。銀河内の星生成に伴ってガス・ダストがいかに進化した か、また、それらの進化が星生成にいかなる影響を与えたかを解明し、物質進化と銀河進化の相互作用 を理解する。

3 銀河の磁場の進化を探る

星生成には、乱流や磁場が重要な役割を果たす。一般に、face-on 銀河では渦状腕に沿った整列磁場が、 edge-on 銀河では円盤に垂直な成分が見られることが知られているが、この銀河スケールで整列した磁場 構造は、宇宙初期から続いているものであろうか。多くの銀河は衝突・合体を経て、現在の姿になった と考えられている。銀河間に重力的な相互作用が働くと、非対称なガスフローや、ガス圧縮、シアー(回 転方向のずれ)の影響により、銀河の構造とともに銀河の磁場構造も進化する。可視光・近赤外線偏光観 測により、これらの手がかりを得る。

近傍宇宙には、星生成・ダスト生成初期の小さな銀河(矮小銀河)や、終焉段階の年老いた銀河(楕円銀河) も多く存在するため、銀河進化の最初から最後までを調べることができる。とくに矮小銀河や楕円銀河は赤外 線で暗い銀河であるため、近傍でのみ観測が可能である。距離100 Mpc 以内の近傍銀河は、金属量2桁、星生 成率4桁に渡る多様性を見せ、この統計サンプルから星生成率との関連を調べることができる。

銀河の局所領域の物理状態を観測的に得ること、様々な条件の銀河で同研究ができることは、銀河進化の結 果たどり着いた現在の銀河の状態を理解するうえで重要である。これは空間分解できない、また限られた種類 の銀河しか検出できない、遠方宇宙の理解にも重要なツールとなりうる。また究極的には、どの銀河のどのよ うな環境で惑星系形成が可能であるか、あるいは habitable な条件が得られるか、天の川銀河における物質進 化は他の銀河と比べてどうか、といった問いに挑むことにもつながる。

142

3.7. 銀河系・近傍銀河の星生成と物質進化

3.7.2 銀河の星生成率の多様性を生む物理条件を探る

銀河の星生成率とガス量の面密度の間には、冪乗則の正相関が知られている (Kennicutt-Schmidt 則)。その 正相関は、星生成率に対して7桁程度もの広範囲にわたって成立している。このことは、ガス量が星生成を決 める主パラメーターの一つであることを意味する [19]。

星生成領域は、電離領域、光解離領域、および分子雲領域に大別される。[OI] 63 µm や [CII] 158 µm は、光解 離領域に存在する中性ガスの冷却に主に寄与すると考えられ、星生成率との相関が期待される。実際、Herschel による [OI] 63 µm や [CII] 158 µm 等での銀河の輝線マッピング観測によって、星生成率とこれら輝線との相関 が明らかになっている [5]。ただしその相関は、輝線の種類によって大きく異なる。図 3.54 は、さまざまな金 属量を示す矮小銀河に対して、星生成率と輝線光度 ([OI] 63 µm, [CII] 158 µm) との相関関係を示したものであ る。上段 (図 3.54a, b) は銀河内の局所領域 (100 pc スケール)の星生成率--輝線光度関係、下段 (図 3.54c, d) は 銀河全体の星生成率--輝線光度関係である。いずれも、[OI] 63 µm は [CII] 158 µm の場合に比べて、星生成率に 対して広範囲にわたって良い相関を示す。図 3.54a, b に注目すると、銀河内だけでなく、銀河間にも星生成率--輝線光度関係の分散が見られる。さらに、[OI] 63 µm と [CII] 158 µm の各々の場合において、星生成率--輝線光 度関係の分散が銀河内と銀河全体で大きな差がない。これらの分散は、星生成領域近傍における物理状態(金 属量、放射場強度、ダスト特性等)の多様性を強く示唆しており、銀河内はもとより、銀河間では特にその多 様性が高い。つまり、多様な星生成の背景には、多様な物理状態が深く関連している。それゆえ、近傍銀河の 多様な星生成の背後に潜む物理を理解することが、宇宙史における銀河成長を正しく理解するためには欠かせ ない。以下では、取り組むべき具体的な課題について言及する。

ガス輝線とダストバンドによる銀河の局所領域の物理診断

星生成をトリガーする仕組みや星生成の進化段階は、領域によって様々であるため、ガス量が同じでも星生 成率が異なることが考えられる。一つ一つの星生成領域を空間分解し、ガス診断・ダスト診断により領域の物 理状態が分かれば、支配的なプロセスを特定できる。

例えば「あかり」は、波長 9, 18, 65, 90, 140, 160 µm の 6 つの波長帯で、天の川銀河内に存在する個々の 星生成領域を観測し、大質量星の放射場と周辺星間物質の構造との関連性を研究した。大質量星生成による激 しい紫外線放射もしくは星風は、星間物質のバブル状構造を形成させると考えられている。バブルには大き く分けて、球殻状のバブル (closed bubble) と、一部が破れた構造のバブル (broken bubble) が存在する [3]。 Broken bubble は、理論 [12] から予想される分子雲衝突がもたらす形状に近い形を示す (図 3.55)。「あかり」 は、多様な構造をもつバブル領域のダスト診断を行った。その結果、closed bubble は中心の励起星の存在で説 明できるサイズ・放射場構造をしている。一方、broken bubble の中には、中心の励起星の存在だけでは説明で



図 3.53: 多様で豊かな現在の宇宙の姿を形作る上での近傍銀河の役割。銀河進化の結果、たどり着いた現在を 理解するうえで重要。星形成に伴って進行する、物質進化プロセスを銀河スケールで解明することが期待され る (M82 (Colbert et al. 1999; Sloan et al. 2003) について掲載許可取得済み)。



図 3.54: 矮小銀河の星生成率–輝線光度の関係 [5] (掲載許可取得済み)。a) と c) は、輝線光度に [CII] 158 μ m を使った結果。b) と d) は、[OI] 63 μ m を使った結果。a) と b) は、銀河内局所領域毎 (100 pc スケール) の関係であるのに対し、c) と d) は、銀河毎の関係を示す。色の違いは銀河の金属量 (12+log[O/H]) の違いを示す。星生成率は、FUV 光度と 24 μ m 光度の和から導出された。

きないサイズ・構造の天体が見つかった。さらに、これらの broken bubble では、PAH (Polycyclic Aromatic Hydrocarbon)の局所的破壊が見られることから、過去に分子雲衝突を起こしている可能性が高いことが分かった [13]。大質量星の激しい放射場環境に晒されている星間物質が、散逸することなく次世代星の誕生へと連鎖 させていくシナリオを説明するには、分子雲衝突が有力であると考えられている。Broken bubble と分子雲衝 突との関連性を観測的に示すためには、放射場強度のみならず、ショックの診断も重要である。

天の川銀河内から系外銀河に注目すると、図 3.56(左)の破線で示されるように、銀河の星生成率の高低によ らず、星生成の活動領域がコンパクトなもの(100 pc)から広がったもの(10 kpc)まで存在することが分かる。 このような星生成率の多様性を生む物理過程を本質的に理解するには、100 pc 程度のスケールで、ガス量に加 え局所領域毎の物理診断が欠かせない。局所領域の物理状態を本質的に理解するためには、中間-遠赤外線帯 に存在する10-20本の輝線を用いる必要がある。こうした輝線強度からガス温度・密度・ショック指標を求め、 領域の物理条件を得ることが可能になる(§3.7.5)。また、10 kpc 程度ものスケールで星生成している事例が存 在することから、銀河全体をカバーする観測が必要である。さらに、図 3.56(右)によると、冪乗則から大きく 外れるのは、星生成率の低い銀河(x印)、あるいは、低金属量の銀河(印)であることが分かる。つまり、特 にこのような種の銀河を観測することが、銀河の星生成の物理を理解するうえで重要である。

以上から、星生成率の多様性を生む物理条件を探るには、特に Kennicutt-Schmidt 則を大きく外れるような 近傍銀河に対して、従来を凌ぐ圧倒的な感度(高いサーベイ効率による広域観測の実現)と高解像度(局所観測 の実現)を兼ね備えた、中間-遠赤外線波長帯での分光マッピング観測が欠かせない。

見えない H₂ ガス (CO-dark 分子ガス) の定量化

銀河の星生成率は、図 3.56(右) に示されるように、ガス量と密接に関係する。従って、銀河進化を議論する 上でガス量の正確な導出が重要である。しかし、星間ガスの大部分 (>90%) を占める水素分子 (H₂) は、極性


図 3.55: Closed bubble(上段) と broken bubble(下段)の、それぞれの代表例について、左から、バブルの構造 (波長 9 µm 帯画像)、放射場構造 (warm dust / cold dust の放射強度比マップ)、PAH の相対存在量分布 (PAH





図 3.56: 近傍銀河の観測で得られた、(左) 星生成面密度 (Σ_{SFR}) と星生成率 (SFR) の関係、(右) 星生成面密 度 (Σ_{SFR}) とガス面密度 (Σ_{gas}) の関係 [19] (掲載許可取得済み)。左図の破線は、星生成領域のサイズを示す。 また、右図の線は、 $\Sigma_{SFR} = \Sigma_{gas}^{1.4}$ を示したものであり、データ点に対するベストフィットの線ではないことに注 意。また、色の違いは、銀河タイプの違いを反映しており、両プロットにおいて共通である。MW は天の川銀 河を指す。星生成率は H α 輝線強度から見積もられた。

を持たないため双極子放射をしない。そのため、全ガス量を求める一般的な方法では、有極性分子である CO を検出し、その1万倍の H₂ が存在することを仮定していた。しかし、この方法では仮定した CO と H₂ の存 在比に結果が大きく依存してしまう。そもそも、CO が H₂ の良いトレーサーなのかは、大きな疑問が挙がって いる。 例えば、星間空間の PAH は、中性物質の分布の良いトレーサーとして知られている。「あかり」の観測によると、銀河面のように濃い分子雲が多い領域では、CO と PAH の放射強度に有意な相関が見られる一方で、近場の高銀緯分子雲のように diffuse な分子相を空間分解できる領域では、CO でカバーできない PAH 放射領域が顕著になる (図 3.57)。これは、CO でトレースできない中性領域が多いことを示唆している。

さらに、[CII] 158 μ m も一般的な中性物質のトレーサーであると考えられている。Herschel によって天の川銀 河の [CII] 158 μ m 放射の広域観測が行われ、個々のガス雲に由来する [CII] 輝線と HI 輝線の強度の関係が調べら れた (図 3.58 左)。観測された [CII] 輝線の強度は、HI 輝線のそれから見積もられる、HI 相に由来する [CII] 輝 線の強度 (図中の線) よりも高いことが分かった。Herschel で観測したガス雲の種類は大別して4つある。その うち3 種類は、図 3.58(右) の模式図で示されるうに、(上段) 希薄な水素原子ガス雲、(中段) 希薄な分子雲、お よび、(下段) 遷移分子雲である。因みに、4つ目は濃い分子雲である。いずれも、紫外光に晒されているガス 雲全体もしくは、外層に HI 相が存在し、C⁺ がそこに共存している描像である。図 3.58(左) の理論線は、こ の HI 相に共存する C⁺ からの [CII] 輝線強度を見積もったものである。従って、観測された高い [CII] 輝線の強 度は H₂ 相に由来するものであり、[CII] 輝線は H₂ の良いトレーサーとなる。特に、希薄な分子雲においては、 CO では H₂ をトレースすることができないが (CO-dark 分子ガス相)、[CII] 輝線でなら H₂ をトレースできる。

では、CO-dark 分子ガス相にあるガス雲が、天の川銀河にどの程度存在するのか?図3.59(左)は、観測した 各ガス雲中の CO-dark 分子ガス相の質量比を天の川銀河半径に対してプロットしたものである。CO-dark 分 子ガスの質量比は、銀河内側 (~1 kpc) では約20%であるが、外側 (~8 kpc) に向かって約50%へ系統的に増 加する。また図3.59(右)で示されるように、希薄な分子雲ではその70-100%がCO-dark 分子ガス相である。 天の川銀河内に存在する CO-dark 分子ガス相は、全分子相の20-100%に相当することが分かった。CO-dark 分子ガス相にある水素分子は、次世代の星生成の原料の貯蔵庫として、銀河の星生成にも重要な役割を担うと 考えられる。

CO で測定できないこのガス相を定量化するためには、分子相の H₂ ガスの個数密度を別の方法で測定する 必要がある。H₂ をトレースできる HD 輝線 (HD 0–0 R(0) 112 μ m、HD 0–0 R(1) 56 μ m、HD 0–0 R(2) 38 μ m 等)、もしくは CO を伴わない分子相からも放射される [CII] 158 μ m 輝線の観測が必要であり、これを近傍銀河 で行うには、Herschel よりも高感度な冷却赤外線望遠鏡が必要になる。



図 3.57: (左) 銀河面中心付近の 6°×6° 領域の「あかり」PAH 放射マップに、NANTEN による ¹²CO のコン トアを重ねたもの [28] (掲載許可取得済み)。PAH 放射と CO 放射は空間的に良い相関を見せる。(右) 高銀緯 分子雲 MBM 53、54、55 中心の 6°×6° 領域の「あかり」PAH 放射マップに、NANTEN2 による ¹²CO のコ ントアを重ねたもの [1] (掲載許可取得済み)。PAH 放射と CO 放射は空間的に相関してはいない。



図 3.58: (左)Herschel による天の川銀河に存在するガス雲に由来する [CII] 輝線強度と HI 輝線強度との関係 [20](掲載許可取得済み)。4本の線は、HI 輝線強度をもとに、4つの典型的な圧力を仮定した場合から予想さ れる [CII] 輝線強度。(右) Herschel で観測されたガス雲の種類別模式図。上段から順に希薄な水素原子ガス雲, 希薄な分子雲、および、遷移分子雲である。中段のガス雲は、H₂は存在するが CO は存在しない、CO-dark 分子ガス相にある。



図 3.59: (左) 天の川銀河の各ガス雲に対する CO-dark 分子ガスの質量比の動径方向依存性(掲載許可取得済 み)。(右)分子雲フェーズの違いによる CO-dark 分子ガスの割合(掲載許可取得済み)。赤(印)、青(×印) および、黒(印)は、それぞれ、希薄な分子雲、遷移分子雲、および、濃い分子雲を示す。右端の曲線は、金 属量の違いによるモデル計算結果。

3.7.3 銀河のガス・ダスト進化を探る

ガス・ダスト進化と銀河進化は密接に関連 する。図 3.60 に、この様子を模式的に表す。 本研究の主指標として、ガス進化を「金属量 の増加」、ダスト進化を「ダスト・ガス質量比 の増加」と定義する。後者については、さら に「ダスト組成変化、結晶度変化」にも注目 する。銀河中心核活動や銀河内における星生 成活動は、場所の依存性が大きい。局所的な 事象が、銀河内の広域に影響を及ぼす過程も 重要である。

図 3.61 に、近傍銀河のダスト進化につ いて、Herschel の最新成果を示す。Herschel と Spitzer の測光データを用いて、銀河内の 各領域における Spectral Energy Distribu-



図 3.60: ガス・ダスト進化と銀河進化 (星生成活動・銀河中 心核活動)の関係。階層 (銀河活動・星活動、ダスト、分子ガ ス)の違いを色と線種で表す。

tion(SED) を作成し、ダスト赤外線放射の理論モデルを用いたフィッティングからダストの質量分布を求め た。ガスの質量分布は HI と CO 観測から求めている。その結果、ダスト・ガス質量比の空間分布は、銀河内 で 1 桁以上異なっているいることが分かった [2]。ダスト形成は銀河中心領域では進んでおらず、北西方向の領 域で進んでいることが分かる。この違いがどの物理条件に依るものなのかを知るためには、中間赤外線・遠赤 外線分光情報が必要不可欠である。しかし、現存する分光データは、空間解像度・感度ともに 1-2 桁足りず、 観測領域も明るい領域 (銀河中心、巨大星生成領域) に限られる。

ガス・ダスト進化の多様性

ガス・ダスト進化の多様性を探るには、その供給や破壊の仕組みから調べる必要がある。現在の天の川銀河 の星間ダストは、主に進化後期 (AGB 星段階)の低質量星からの質量放出によって、宇宙空間に供給されたと考 えられている。「あかり」の赤外線全天サーベイ観測により、AGB 星と星間ダストの、天の川銀河内での分布



図 3.61: 近傍銀河 NGC 6946(距離 ~7 Mpc) のダスト・ガス質量比の空間分布を求めた例 [2] (掲載許可取得済 み)。ダスト質量の導出には、Herschel と Spitzer の測光データを用いた。ガス質量は、THINGS (HI) [31]、 HERACLES (CO) [21] によって得られた。



図 3.62: (上) ダストの主な供給源である、AGB 星の天の川銀河内での分布を、銀河座標で表示 [16] (掲載許可 取得済み)。黄色が炭素系粒子の供給源である C-rich 星、青色がシリケイト系粒子の主な供給源である O-rich 星を示す。それぞれ、「 あかり 」 中間赤外線全天カタログ [15] の波長 9 μm および 18 μm データからセレクト した。(下)炭素系粒子である PAH の放射と、シリケイト系と思われるダストの熱放射の強度比のマップ[17] (掲載許可取得済み)。「あかり」 $9\,\mu{
m m}$ マップを ${
m PAH}$ 放射マップ、「あかり」 $90\,\mu{
m m}$ マップをダスト放射マップ として利用した。

に関する研究が進められた (図 3.62)。その結果、炭素系粒子の主な供給源である Carbon-rich AGB 星は、銀 河内で比較的一様に部分しているのに対し、シリケイト系粒子の主な供給源である Oxygen-rich AGB 星は、銀 河中心方向に集中しているという結果が得られた [16]。これは、AGB 星の population が生まれた場所の金属 量に依存して進化し、さらに進化後期に周囲の星間空間の化学進化を誘発することを意味する。実際に、炭素 系粒子の代表である多環式芳香族炭化水素(PAH)と、シリケイト系ダストの分布の違いが見られる(図3.62)。 将来的に望遠鏡の空間分解能が上がれば、星生成率や金属量などの物理条件の異なる、他の銀河でも同様の研 究が可能となり、銀河の中でどのようにダストが供給され星間空間に行き渡り、銀河の化学進化に繋がるのか 理解が進む。

低金属量銀河におけるダスト生成の謎

ところが、銀河のダスト量(ダスト・ガス比)の違いを金属量で説明できるかというと、そう単純では無い。図 3.63 に、Herschel による低金属量銀河の IZw18[9] と SBS0335-052[14] のダスト量測定の結果を示す。Herschel によって、金属量が低くダストが少ない銀河からもダスト検出が可能になった。これらの銀河の金属量は太陽 の 1/30 ほどであり、例えば Himiko[25] などの宇宙初期の銀河の環境や、宇宙初期のダスト生成を理解するた めのサンプルとしても注目されている。

測定されたダスト量は、矮小銀河 SBS0335-052 では予想の4倍の量だったのに対し[14]、IZw18 では予想の 200分の1の量であり、ダストが非常に少ないことが分かった。IZw18にはガスが豊富に存在し、星生成活動度 も既に高いことから、ダスト生成が始まったばかりの状態か、あるいは星の強い輻射場によってダスト破壊が 進んだ状態が考えられる。少なくとも、ダスト冷却が働かないという点で、一般に理解された星生成メカニズ ムとは異なる。このように、ダスト・ガス質量比と金属量、星生成率の関係を決める本質の物理条件は全く分 かっていない。この関係を知ることは、初期段階の銀河進化・物質進化を理解するうえで、非常に重要である。

Spitzer、Herschel によって、銀河の局所領域での SED を得ることができ、ダスト・ガス質量比の分布を測 れるようになった (例えば ~7 Mpc の距離にある銀河では、100 pc の空間スケールで SED 分布が求められて いる)。ISO では、高分散分光 (R~2000) により様々なガス輝線・ダストフィーチャーを検出し、物理状態の診 断ができたが、空間分解はできなかった。2020年代の宇宙望遠鏡では、Spitzer、Herschel 並の空間分解能と ISO 並の波長分解能で、直接局所領域の物理診断を行い、ガス・ダストの進化を決めている条件に迫る。



図 3.63: (左上) 矮小銀河 IZw18 の Herschel 100 μ m の画像に HI の contours を重ねたもの [9] (掲載許可取得 済み)。(右上) 矮小銀河 SBS 0335-052 の HST/ACS 画像に ALMA 870 μ m の contours を重ねたもの [14] (掲 載許可取得済み)。(下) ダスト・ガス質量比と金属量の関係を、さまざまな近傍銀河に対してプロットしたもの [9] (掲載許可取得済み)。黒塗りの丸()と白抜きの丸()の違いは、ガス質量の見積り方法の違いである。 前者は、H₂ と H_I 質量が分かっている天体に対し、その総和をガス質量として見積もった。一方、後者は、H₂ もしくは、H_I 質量しか分からない天体に対し、H₂/H_I 質量比から、ガス質量を見積もったものである。IZw18 について、黒塗りの菱形()は、電波画像で銀河の大きさを決めた場合の値、白抜きの菱形()は、赤外画像 で銀河の大きさを決めた場合の値を示す。図中の直線は近傍銀河の平均的な金属量とダスト・ガス質量比の関 係を示す。SBS 0335-052 のダスト・ガス質量比は、この関係と同銀河の金属量から予想されるダスト・ガス質 量比に比べて、4倍高い。一方、IZw18 のダスト・ガス質量比は、この関係から大きく外れ、予想値の 1/200 と非常に低い。

氷で探る、現在と過去の銀河の物理状態

宇宙で生命が誕生するまでの過程で は、分子の進化が必要不可欠である。そ して、その複雑な進化過程の中での最も 基本的なステップは、ダスト表面で起こ る氷分子生成反応であると考えられて いる。近年では実際に、ALMA などの 電波観測によって、ダスト表面で生成さ れたと考えられる複雑な有機分子が観測 されるようになってきており、氷分子の 研究は宇宙の物質進化や生命の起源を探 るという点で重要性を増してきている。 氷は低温・高密度な分子雲内部 $(A_V \sim$ 10 mag, T~10 K) で生成される。様々 な環境に応じてその結晶状態、存在量、 スペクトルの吸収プロファイルが変化す ることから、周囲の星間環境をよく反映 する物質であることが知られている。氷 の中でも、H₂O、CO₂、CO は特に存在 量が多く、重要な分子である。H₂O 氷 は最も存在量が多い氷であり、低温環境 下でもダスト表面反応により、比較的ス



図 3.64: 「あかり」近赤外線分光による M 82 の氷の観測結果 [33] (掲載許可取得済み)。カラーは氷の吸収柱密度 (10¹⁷ cm⁻²) を示 す。

ムーズに生成される。そのため、氷の総量の指標として有用である。一方、 CO_2 氷はダスト表面上の H_2O-CO 氷に対して紫外線が照射されることで生成する可能性が示されている [32]。これらを合わせると、 CO_2/H_2O 比 (CO_2 氷の H_2O 氷に対する存在量)は紫外線による分子進化の指標と考えることが出来る。CO は昇華温度がこれらの氷の中で最も低いため [18 K, 30]、温度環境の指標としても有用である。

氷による吸収は、これまで銀河系内の天体(特に原始星周囲)でよく検出されており[10]、実験室データと比較することで、氷マントルの構造・組成やその空間分布についての議論が行われている。それに比べて、系外銀河における氷の研究は十分ではない。近傍銀河では氷は検出報告自体が非常に少なく、遠方銀河では検出こそされているが、氷の性質を活用した議論は十分なされていないというのが現状である。一方で近傍銀河では、銀河スケールでの様々な活動性の星生成活動を捉えることができる。したがって、近傍銀河における氷の研究を進めることによって、銀河の星形成活動が分子進化・組成に与える影響を明らかにでき、それらは遠方銀河における氷研究への基礎になることが期待される。

図 3.64 に、近傍銀河 M82 における氷の観測結果を示す [33]。 「あかり」近赤外線分光観測の結果、M82 では H₂O 氷、CO₂



図 3.65: Mkn 231, IRAS 17208-0014 におけ る、結晶質の H₂O 氷の検出例 [6] (掲載許可 取得済み)。

氷が検出され、それらの空間分布は銀河スケールで異なっていること、さらに CO₂/H₂O 比は銀河中心 (大質 量星生成領域) で高くなっていることがわかった。この結果は、銀河内でも氷の進化は一様ではなく、銀河の 中心部ほど分子の進化が進んでいることを示している。また銀河の中心部で CO₂/H₂O 比が高くなっていると いう結果は、CO₂ 氷の生成には大質量星が寄与していることを示唆している。しかし、大質量星から放射され る紫外線は強い星間減光を受けるため、CO₂ 氷の生成には直接寄与できない。そこで、分子雲内に紫外線を供 給できる可能性として、宇宙線と水素分子の相互作用によって生じる紫外線 [26] が議論された。現在の有力な 宇宙線加速源は超新星残骸であり、これは大質量星生成領域に多く存在していることが期待される。したがっ て M82 の結果は、大質量星生成に伴ってできた超新星残骸が、その周囲で宇宙線を加速し、分子雲内部で紫 外線を作り出すことで CO₂/H₂O 比を増加させていることを示唆している。これらの結果は、氷の進化が周囲 の星生成活動と密接にリンクしていることを初めてクリアに示している。

このように、近傍銀河においても近年、空間情報を合わせて詳細な氷の研究が行えるようになってきた。し かし、現状では感度、空間分解能ともにまだまだ十分ではない。現在の感度では、ターゲットが活発な星生成 銀河の明るい領域に限られており、重要な氷のうち最も弱い CO 氷が検出できてない。また、現在の空間分解 能では、氷が存在している個々の高密度分子雲 (~ 10 pc)を空間分解できていない。そこで、次のステップと しては、主要な氷を検出できる高感度な観測で、氷を持つ個々の分子雲とその周囲の星生成領域を空間分解し て調べることが重要となる。このためには分光マッピングが必要であり、観測には JWST が有効である。これ によって、周囲の星生成活動が、分子雲内の氷の組成に与える影響をダイレクトに調べることができると期待 される。現在、本格的な ALMA の運用によって、近傍銀河においても分子雲の空間分布が詳細に調べられつ つある。このような情報を活用することで、天の川銀河と同様に分子雲のスケールで、近傍銀河の氷の進化を 議論することが可能になると期待される。

また、これまで十分に調べられていない重要な観点として、氷の結晶化がある。ここまでで述べた H₂O 氷 に関する議論は、非晶質の氷 (観測波長 3 μ m 、6 μ m) によるものであり、結晶質の氷は波長 44 μ m、62 μ m にスペクトルフィーチャーを持つことが知られている。銀河における結晶質 H₂O 氷の検出例を、図 3.65 に示 す [6]。結晶質氷は、非晶質氷のアニーリング (T > 100 K) によって生成されると考えられているため [22]、結 晶質氷の観測からは分子雲に対する熱履歴を明らかにすることが出来る。しかし、結晶質氷が見られる波長帯 は、これまで感度の良い観測が難しかったため、十分な情報が得られていない。今後は、この波長帯を観測可 能な SPICA が、氷の結晶化を調べるのに非常に重要な役割を果たすと期待される。この観測を実現するため には、あらかじめ非晶質氷の空間分布を調べておく必要があるため、前述の分光マッピングがより重要となる だろう。

3.7.4 銀河の磁場の進化を探る

星生成には、乱流や磁場が重要な役割を果 たす。物質、特に荷電粒子は、磁場を横切って 移動することは難しい。磁場の向きは物質の 流れ(移動)を制限し、質量降着にも強く影響 する。銀河の星生成率やダスト・ガス比の違 いを生む原因として、外力による星形成のト リガーおよび抑制プロセスも重要である。銀 河間に重力的な相互作用が働くと、非対称な ガスフローや、ガス圧縮、シアーの影響によ リ、銀河の構造とともに銀河の磁場構造も変 化する。磁場の観測により、これらの手がか りを得ることが可能である。



図 3.66: (左) Face-on の渦巻き銀河 NGC6946 の、可視光に よる偏光観測。磁場が渦状腕に沿っている様子が見られる [8] (掲載許可取得済み)。(右) Edge-on の渦巻き銀河 NGC891 の、可視光による偏光観測。円盤垂直方向に沿った磁場が見 られる [7] (掲載許可取得済み)。

3.7. 銀河系・近傍銀河の星生成と物質進化

銀河の可視光での偏光観測は、1990年前後 から本格的に行われるようになり、今では様々 な銀河に規則正しい磁場が存在することが知 られている。face-on 銀河では渦状腕に沿った 整列磁場が(図 3.66 左)、edge-on 銀河では円 盤に垂直な成分が(図 3.66 右)、見られること が知られている。この銀河スケールで整列し た磁場構造は、宇宙初期から続いているもの であろうか。多くの銀河は衝突・合体を経て、 現在の姿になったと考えられており、この間 に、銀河の磁場構造も進化してきたと考えら れる。



図 3.67: (左) NGC4038/39 の、VLA 4.86 GHz (6.2 cm) 観 測による、B-vectors マップ [4] (掲載許可取得済み)。(右) Stephan 's Quintet の VLA 4.86 GHz (6.2 cm) 観測による、 B-vectors マップ [24] (掲載許可取得済み)。背景は、ともに HST による可視光画像。

衝突・合体銀河における磁場の進化

衝突銀河の一つ、NGC4038/39の例では(図 3.67 左)、北側部分と銀河間部分(衝突の影響を受けつつ星生 成が未だ始まっていない領域)で、それぞれ圧縮・シアー(回転方向のずれ)により、渦状腕に沿って整列した 磁場が見られる。しかし南側部分では、誘発された活発な星生成により、ガスとともに磁場も掻き乱され、磁 場は強い(~30 µG)が整列は見られない。コンパクトな銀河群の例、Stephan's Quintet では、重力的相互作用 により誘発された星形成で outflow が誘発され、ガスと磁場が銀河間空間に漏れ出ている。図 3.67 右は、銀河 間空間に広がった高温のガスが偏光し、ガス圧縮によって磁場が整列している様子を示している。

銀河スケールでの磁場の存在とは別に、天 の川銀河内で見られるように、各星生成領域 にも局所的な磁場の整列が見られる [29]。こ の磁場構造は、銀河スケールの磁場とは必ず しも揃っていない。銀河スケールの磁場と局 所的な磁場は、空間的にどのように関連して いるのだろうか。また、この関係は、普通の 銀河と星生成効率が一桁高い衝突・合体銀河 では、どのように違うのだろうか。近傍銀河 全体を、星生成領域のスケールで高空間分解・ 偏光マッピングすることができれば、情報が 得られるだろう。

衝突銀河については、普通の銀河に比べ、偏 光の観測例が少ない。現存の偏光観測装置で



図 3.68: (左) M82 銀河の、波長 850 µm での偏光観測 [11] (掲載許可取得済み)。(右) 近赤外線での偏光観測 [18] (掲 載許可取得済み)。850 µm では bubble 状に磁力線が揃って いるのに対し、近赤外線偏光では、円盤と垂直方向に磁場が 揃っているように見える。

は、銀河の衝突・合体が盛んだった時期(遠方)の銀河の空間分解が難しい。2020年代に30m級の地上大型望 遠鏡で、広視野AOと偏光撮像観測が可能になれば、異なる衝突段階の銀河を多数、高空間分解能な偏光観測 をすることにより、銀河が衝突・進化していく時系列において、磁場の向き・規則性がどのように変遷するか を探ることができる。また、近傍銀河を星生成領域の空間スケール(~100 pc)でマッピングすることができれ ば、局所的な磁場と銀河全体の磁場の関係も明らかにできるだろう。

可視光・近赤外線での偏光観測と、電波での偏波観測結果は、一致する場合もあるが、M82のように電波と 近赤外線で異なる偏光パターンを示す例もある(図 3.68)。物理状態を総合的に理解するためには、多波長での 観測が必要である。光が偏光を起こす要因には、ダストによる散乱や減光、シンクロトロン放射が考えられる が、磁場に沿って整列したダストの減光の寄与が大きい点で、可視光・近赤外線観測は有効である。

3.7.5 2020年代における近傍銀河の観測的研究

星生成活動と物質進化は互いに密接に関係し、最も本質的な物理素過程である。多様な星生成活動、物質進化および、それらの相互作用の総合的理解が、銀河進化における「銀河の働き」を理解する上で欠かせない。 この観点から、2020年代において取り組むべき三大課題について述べた。本節では、こうした課題に挑戦する ための、より具体的な研究計画について述べる。

近傍銀河の候補選定

星生成率と金属量は、銀河成長と物質進化を特徴づける二大重要パラメータである。それゆえ、観測候補と して、銀河全体の星生成率と金属量が既知の銀河を幅広く選ぶ。さらに、これらのパラメータと、星質量や銀 河年齢の指標となる可視光光度や銀河形態に対して、広いレンジをカバーしたサンプルが必要になる。これら は、遠方銀河研究のテンプレートとしても活用できる。図 3.69 左に、既知の近傍銀河における、星生成率と金 属量を銀河までの距離を関数とした関係を示す。また、1″角の分解能で空間分解できる実空間スケールも併記 した(赤字)。最重要パラメータの星生成率と金属量では、特に、高星生成率と低金属量の銀河を選定する。加 えて、可視光度(星質量・銀河年齢)、銀河形態(渦巻銀河、楕円銀河、レンズ状銀河、矮小銀河、不規則銀河・ その他)を万遍無くカバーするためには、距離 100 Mpc までの銀河をくまなくサーベイする必要がある。距離 10 Mpc 前後に存在する銀河サプサンプル 100 個に対しては、50 pc スケールでの詳細なスペクトルマップを取 得する。また、連続波スペクトルの形状を正確に決めるために、分光のみならず撮像観測も行う。図 3.69 右 に、z<0.02(D<100 Mpc)の銀河の比星生成率・金属量・星質量(g バンド等級)の関係をプロットする。星生 成率(範囲 4 桁)・金属量(2 桁)を0.1 dex×0.1 dex のセルに分割したとき、各セル毎に少なくとも 5 個のサン プルを確保できる見込みであり、合計約 4000 個の銀河を観測することで、多変量解析も可能となる。

ガス輝線・ダストフィーチャーの検出

多様な星生成活動、物質進化および、それらの相互作用の理解には、銀河の局所領域での物理状態を把握す ることが必要不可欠である。そのためには、各銀河に対してスペクトルマップおよび撮像によるマップを取得 し、各物理量の銀河内分布を得る。局所領域中の、ガス密度・ガス温度・輻射場温度・金属量・衝撃波強度・ AGN の影響度を求めるために、ガス輝線観測によるガス診断を行う。また、ダスト温度(輻射場強度)、ダス ト質量、サイズ分布、組成、結晶度(熱履歴を反映)を求めるために、ダスト連続波・ダストフィーチャー観測



図 3.69: (左) 知られている近傍銀河の、距離 (横軸)・金属量 (縦軸)・星生成率 (カラー)・形態 (画像) をプロットしたもの。横軸に、1" が何 pc にあたるかも示す。これらのパラメータ範囲を万遍なくカバーするには、距離 100 Mpc までのサーベイが必要である。(右)z<0.02 の銀河として分類されている SDSS カタログ天体の、比星生成率・金属量・星質量 (g バンド等級; カラーで表現) の関係。緩い相関が見られるが、分散も大きい。

3.7. 銀河系・近傍銀河の星生成と物質進化

原子輝線	指標	用途	原子輝線	指標	用途	ダストバンド	指標	用途
[SIII] 18.7 μm	星生成	$\sim 10^4 \mathrm{cm}^{-3} \mathcal{O} \mathrm{n}_{\mathrm{e}}$	[OIII] 88.4 µm	星形成	~10 ³ cm ⁻³ On _e	H ₂ O ice 44, 62 μm	PDR/分子	結晶度
[CI IV] 20.4 µm	星生成				金属重		要のパンス	
[ArIII] 21.8 µm	星生成	~10 ⁵ cm⁻³のn _e	[NII] 121.7 μm	星形成	~10² cm ⁻³ のn _e	Crystalline	PDR/分子 雲/星周 /SNR PDR/XDR	11.1783 晶度 結晶度
		(w JWST)	[OI] 145.5 µm	PDR	n _H	silicate 24 - 69		
[FeIII] 22.9 μm	J-shock	電離温度	[CII] 157.7 µm	PDR	N _H	graphite 30		
[NeV] 24.3 μm	AGN		[NII] 205.2 μm	星形成	~10 ² cm ⁻³ Øn	μm		
[OIV] 25.9 µm	AGN				e	FeO 20 µm	SNR	
[Fell] 26.0 µm	J-shock					MgS 30 µm	星周/SNR	
[SIII] 33.5 µm	星生成	$\sim 10^4 \mathrm{cm}^{-3} \mathcal{O} \mathrm{n}_\mathrm{e}$	分子輝線	指標	用途	FeS 30-50 µm	SNR	
[Sill] 34.8 μm	J-shock/ PDR		H ₂ 28.2 μm	PDR/ C-shock	N _{H2}	Carbonate 20- 100 µm		
[NeIII]36.0 μm	星生成	~10 ⁵ cm ⁻³ \mathcal{O} n _e (w JWST)	HD 56, 112 μm	PDR	CO-dark gasの tracer			
[OIII] 51.8 μm	星生成	~10 ³ cm ⁻³ のn _e 金属量	OH 53, 84, 119,	PDR/				
[NIII]57.3 μm	星生成	電離温度 金属量	High-J CO	C-shock				
[OI] 63.2 µm	PDR/ C-shock	n _H	H2O	PDR				

図 3.70: ガス診断・ダスト診断に使う、主な輝線とバンド。

による、ダスト診断を行う。中間・遠赤外線帯で見られる原子輝線・分子輝線・ダストバンドと、これらの強度比・プロファイルから求まる物理量を、図 3.70 にまとめる。

観測データ (ガス輝線・ダストフィーチャー) からの物理量の導出

ガス密度からダスト質量までの具体的な導出手順計画を図 3.71 に示す。ダストサイズ分布については、図 3.72(導出その 2)のダストモデルを詳細化することで、小さなダスト成分が大きなダスト成分に比べて相対的 に増えているか (ダスト破砕)、減っているか (ダスト破壊)を捉える事ができると考えている。さらに連続波ス ペクトルにダストバンドが検出されれば、ダストの化学組成、結晶度等をパラメータとしたフィッティングが 可能になる (図 3.73)。結果、ダストの化学組成、結晶度の情報が得られる。銀河核 (活動性がある、または過 去にあった場合)や超新星・超新星残骸などからの検出が期待される。

表 3.9: 必要とする望遠鏡、装置

テーマ	観測ターゲット	望遠鏡形態	観測モード
銀河の星生成率の多様性を生む物理条 件を探る	近傍銀河	スペース赤外線望遠鏡, 地 上 30 m	赤外線分光 <i>R</i> ~ 1000, ~ 3″
銀河のガス・ダスト進化を探る	近傍銀河	スペース赤外線望遠鏡, 地 上 30 m	赤外線分光 R ~ 100,1000, ~ 3″
銀河の磁場の進化を探る	近傍銀河	地上 30 m + 広視野カメ ラ + AO	偏光観測 FOV > 1°× 1°

3.7.6 班員構成、担当

氏名	所属	主な担当章節
金田 英宏	名古屋大学 (班長)	$\S 3.7.1, \S 3.7.5$
永山 貴宏	鹿児島大学	$\S 3.7.4$
鈴木 仁研	Netherlands Institute for Space Research (SRON)	$\S 3.7.2$
石原 大助	名古屋大学	$\S 3.7.2, \S 3.7.3$
山岸 光義	名古屋大学	$\S 3.7.3$



図 3.71: ガス輝線・ダストバンドから物理量の導出。



(H₂). B

導出その3:光電離・PDRモデルから、輻射場温度、他の輝線強度 を求める。 その1、その2で求まった物理量をもとに、モデルによる詳細解析



Fig. 19.—Luminosities of fine-structure and H₂ lines from H $\scriptstyle \rm II$ region/PDR model with properties shown in Fig. 18 ($n_e = 10$ cm⁻³, $\Phi_i = 10^{49}$ s⁻¹).

導出その4:光電離・PDRモデル予想から超過する輝線の強度を 求める。

- · Δ [Fell] 26 µm、Δ [Sill] 35 µm ⇒ J-shock (速い衝撃波)
- · Δ H₂ 28 µm ⇒ C-shock (遅い衝撃波)
- ・Δ [OIV] 26 μm、[NeV] 24 μm ⇒ AGNの影響

 Δ [Sill] / L_{IR} or Δ [Fell] / L_{IR} or Δ H₂ / L_{IR} ⇒ 衝撃波強度として定量化

 Δ [OIV] / L_{IR} or [NeV] / L_{IR} ⇒ AGN影響度として定量化

図 3.72: ガス輝線・ダストバンドから物理量の導出 (続き)。



図 3.73: 超新星残骸 Cas A のスペクトル [27] (掲載許可取得済み)。スペクトルから、ダストの様々な組成や 結晶度を推定した例。

参考文献

- [1] Amatsutsu, T., et al. 2015, PKAS, in prep.
- $[2]\,$ Aniano, G., et al. 2012, ApJ, 756, 138
- [3] Churchwell, E., et al. 2006, ApJ, 649, 759
- [4] Chyzy, K. T., & Beck, R. 2004, A&A, 417, 541
- $[5]\,$ De Looze, I., et al. 2014, A&A, 568, 62
- [6] Dudley, C. C., et al. 2008, ApJ, 686, 251
- $[7]\,$ Fendt, C., et al. 1996, A&A, 308, 713
- [8] Fendt, Ch., et al. 1998, A&A, 335, 123
- [9] Fisher, D. B., et al. 2014, Natur, 505, 186
- [10] Gibb, E. L., et al., 2000, ApJ, 536, 347
- [11] Greaves, J. S., et al. 2000, Nature, 404, 732
- [12] Habe, A., & Ohta, K. 1992, PASJ, 44, 203
- [13] Hattori, Y., et al. 2015, Planet. Space Sci., in press
- [14] Hunt, L. K., et al. 2014, A&A, 561, 49
- [15] Ishihara, D., et al. 2010, A&A, 514, 1
- [16] Ishihara, D., et al. 2011, A&A, 534, 79
- [17] Ishihara, D., et al. 2012, PKAS, 27, 117
- [18] Jones, T. J. 2000, AJ, 120, 2920
- [19] Kennicutt, R. C., & Evans, N. J. 2012, ARAA 50, 531
- [20] Langer, W. D., et al. 2014, A&A 561, A122
- [21] Leroy, A. K., et al. 2009, AJ, 137, 4670
- [22] Moore, M. H., et al. 1994, ApJ, 428, L81
- [23] Muñoz Caro, G. M., et al. 2002, Nature, 416, 403
- [24] Nikiel-Wroczynski, B., et al. 2013, MNRAS, 435, 149
- [25] Ouchi, M., et al. 2009, ApJ, 696, 1164
- [26] Prasad, S. S., & Tarafdar, S. P. 1983, ApJ, 267, 603
- [27] Rho, J., et al. 2008, ApJ, 673, 271
- [28] Sano, H., et al. 2015, PKAS, in prep.
- [29] Sugitani, K., et al. 2011, 734, 63
- [30] Tielens, A. G. G. M. 2005, "The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium", Cambridge University Press
- [31] Walter, F., et al. 2008, AJ, 136, 2563
- [32] Watanabe, N., & Kouchi, A. 2002, ApJ, 567, 651
- [33] Yamagishi, M., et al. 2013, ApJ, 773, L37

158

3.8 星間物質

星間物質には、初期宇宙から現在に至るまでの宇宙の化学進化の歴史が蓄積され、現在も時々刻々とその痕 跡が刻まれている。星間物質を構成する、原子ガス、分子ガス、そしてダストの特性を理解することができれ ば、それらの放つ電磁波の情報を利用して、それらの置かれている物理環境を探ったり、物質進化の歴史を過 去の天体現象と照らし合わせて理解したりする事ができる。しかしながら、星間物質、特にダストに対する我々 の物性理解は、決してそれらの適切な応用・利用に耐えるほど熟した状態にあるとは言えない。従って、まず は星間物質自体の素性をより正確に理解し、それらの生成・進化の素過程を、厳密に物理環境・化学環境と綿 密に対照させ、丁寧に紐付ける必要がある。

2020年代の星間物質のサイエンスを考える上で考慮すべき事項は、特に赤外波長域の観測能力において、以 下の点で革新的な進歩が得られる点である。まず衛星観測の場合、口径 2-3 m 級の冷却望遠鏡の登場により、 大気の窓に妨げられる事無く、中間赤外から遠赤外域にかけて連続的で広帯域の高感度の中分散以上の分光能 力が期待できるようになる。特に衛星観測の場合は、地上観測とは異なり地球大気の熱放射を打ち消す為の チョッピング観測等が必要でないため、1 分角より拡がりを持った系内天体の淡い星周構造や、近傍銀河の星 間物質を研究対象とすることが可能になる。また、高感度で広い視野のサーベイ観測を必要とする遠方銀河の 星間物質の放射を捉える事が可能になる。次に地上観測の場合、2020年代になり、30 m 級の超大口径望遠鏡 に補償光学(AO)を有する近・中間赤外観測装置が装備されれば、0.1 秒角より微細な構造を解像する事が可能 になる。一方、比較的短い時間スケールで変動する地球大気の熱放射を打ち消す為のチョッピング観測の必要 性から、現実的には数秒から数十秒角程度のサイズの拡がった天体を、詳細に 0.1 秒角スケールで解像する事 が、観測の技術的観点から最も生産的な手法となる。この意味で、赤外線波長域での面分光能力は、系内近傍 の恒星周囲のダストとガスの赤外放射の空間変化を捉える上で特に効果的な機能であるといえる。また、現在 光赤外観測で主力を成している中-大口径(4-10 m 級)望遠鏡には、これまで以上に時間変動を基軸とするサイ エンスからの需要が見込まれる。

こうした観測環境の実現を前提に、我が国の星間物質のサイエンスの戦略を考えるとき、まず星間物質から 届く電磁波の情報を利用して銀河進化や恒星進化を理解する科学目標の達成に大きな期待が寄せられる。それ らは、本検討書の3.7節「銀河系・近傍銀河の星形成と物質進化」、3.10節「星惑星系形成」、或いは3.9節「恒 星物理」の節で詳しく検討がなされている。しかしながら、星間物質そのものに対する我々の理解は、決して それらの適切な応用・利用に耐えるほど熟した状態にあるとは言えず、星間物質自体の素性をより正確に理解 し、それらの生成・進化の素過程を、厳密に物理環境・化学環境と綿密に対照させながら丁寧に紐解く必要が ある。

2020年代に期待される観測天文学の進展は、特に系内の近傍にある天体の星周環境を言わば「宇宙の実験 場」として扱う事を可能にする。また実験天文学についても、太陽系内のサンプルリターンミッションや、ロ ケット実験、国際宇宙ステーションを利用した実験など、より現実の宇宙環境に近い環境条件で実施されるこ とが期待される。その結果、観測天文学と実験天文学が連続的に融合することが可能になり、理論研究と併せ て、星間物質自体の素性と生成・進化過程の理解に革新的な進展を得ることが期待できる。こうした観点から、 本節では星間物質自体の素性を正確に理解し、それらの生成・進化過程と環境要因を紐づけて理解する事を最 優先事項と位置づけ、特に系内の様々な星周環境を「宇宙の実験場」として利用するサイエンステーマを中心 に議論する。

3.8.1 検討結果の要旨と必要観測仕様のまとめ

1 ダスト凝縮核形成に関する物理パラメータの決定

星間ダストの起源を理解する上で、終焉期を迎える様々な質量の恒星周囲でのダストの核形成は、重要 な素過程である。しかしながら、恒星周囲でのダストの核形成過程の理解は不十分である。ダスト形成 モデルを確立するには、その凝縮過程を制御する表面エネルギーと付着確率の二つの物理パラメータの 決定が不可欠である。2020年代においては、近傍の恒星周囲の環境を、言わば「宇宙の実験場」として、 ダスト核形成に関わるの物理パラメータを天文学的観測から直接制限できるようになる。ダスト形成を 伴う恒星周囲の領域のガス密度や温度およびダストのサイズを様々な波長の観測から同時に決定し、こ れらの対応関係を考察することによって表面エネルギーと付着確率を導出する事が可能になる。30 m 級 望遠鏡に搭載される補償光学を有する中間赤外線観測装置が有する高空間分解能 (< 0.1 秒角) および赤 外線中分散 ($R > 10^3$) 面分光機能が、系内の星周ダストを有する天体の、電離ガス、原子ガス、分子ガ ス、ダストからの放射を捉え、それぞれの空間分布を指定する上で必要となる。また、5~10 m 級の望遠 鏡に搭載される中間赤外観測装置を利用して、時間的に密な赤外の広帯域の分光観測からダストの凝縮 時刻と凝縮温度を特定する観測が必要となる。更に、より多様な化学環境でのダスト凝縮過程を調べる 為には、高感度の次世代赤外線衛星を用いたダスト形成を伴う近傍銀河で起こる超新星の分光観測 (波長 20-200 μ m, $R > 10^3$) が必要である。

2 原始惑星系円盤における物質循環の理解

原子惑星系円盤は、分子雲に取り込まれた星間ダストが、新たな中心星の誕生によって変成を経験する 現場である。このため、原始惑星系円盤内におけるダストの空間的多様性およびその時間進化を観測的 に明らかにすることで、ダストの形成・成長・化学反応に制約を与えることが重要課題である。30 m 級 望遠鏡に搭載される補償光学を有する中間赤外線観測装置が達成する高空間分解能 (< 0.1 秒角) および 赤外線天文衛星による高感度の遠赤外線領域の分光能力が、円盤におけるダスト成長と進化、および輸 送プロセスを解明する上で鍵となる。

3 晩期型巨星の星周ダストの形成過程および化学 / 鉱物学的進化過程の理解

晩期型巨星のダスト形成・放出の描像を理解することは、星間ダストの起源、供給機構の理解、さらに は銀河の物質進化、恒星進化の理解にもつながる重要な研究課題である。晩期型巨星のダストは、化学 組成以外にも結晶構造・サイズ・形状の観点から、他の環境にはない多様性が見られることが知られて いる。この多様性は、ダスト形成の条件に依存すると考えられ、その理解の為には、天文観測・実験室 実験・隕石中ダストの実観察の三つが相補的に進展していくことが求められている。赤外線から電波領 域の干渉計による超高空間分解能 (~10 ミリ秒角) 観測が、恒星のごく近傍 (数恒星半径以近) でのダスト の物理状態を指定する上で必要となる。また、30 m 級望遠鏡に搭載される補償光学を有する中間赤外線 観測装置が達成する高空間分解能 (< 0.1 秒角) および赤外線中分散 (*R* > 10³) 面分光機能 (視野 > 2 秒 角) がより外側の領域 (10 恒星半径付近) でのシリケイトや鉱物学的に多様なダストの成長過程を調べる 上で必要となる。さらに、5~10 m 級の望遠鏡に搭載される中間赤外観測装置を用いた時間的に密な赤外 線の広帯域の分光観測能力は、AGB 星のダスト形成および金属鉄の探査において、重要なサイエンス上 の発見領域を提供する。

4 水・有機物の探査とその生成・進化過程の理解

生命の誕生にとって不可欠な水や有機物の起源を探るためには、星間・星周環境に存在する多様な分子の観測的研究が不可欠である。特に、星・惑星形成領域に多く存在する低温・高密度環境では、気相反応及びダスト表面での固相反応の双方が、物質の化学進化に重要な役割を果たすと考えられるため、ミリ波・サブミリ波領域における気相分子 (ガス)の回転遷移の観測、そして近・中間赤外線領域 (2-20 μ m)における氷の振動遷移の中分散分光観測 (R = 500-3000)が必要となる。また、気相に昇華した分子を捉える為には、近・中間赤外線の波長域における高分散分光 ($R \sim 10^4-10^5$)が必要となる。また、高感度な次世代赤外線衛星による遠赤外線領域の分光観測は、氷の非晶質および結晶質の探り、低温環境に存在する固体の熱史を知る有効な手段として期待される。

3.8.2 原始惑星系円盤内の物質を題材とするサイエンス

星間固体微粒子(ダスト)は進化した星から放出されるガス内で生成され星間空間で循環する。星間分子雲 からの重力収縮により星とその周りをとりまく原始惑星系円盤が形成されるが、分子雲に比べて密度が高い原 始惑星系円盤の中ではダストは成長し様々な化学・物理進化を経て惑星や生命を生み出す。中心星付近は高温 になるため、物質的にも熱変性、蒸発、再凝縮が起こりその中で複雑な反応が起きる。中心星から近い場所で は熱変性の度合いは高いが、原始惑星系円盤外縁部では熱変性はほとんど起きず星間空間の情報は保持される と考えられる。一方、隕石や惑星間塵の分析からは、原始太陽系円盤においてほとんどの星間ダストは一度蒸 発し、再凝縮したことが示されており、未変成の星間ダストが豊富に見つかった例はない。原始惑星系円盤内 におけるダストの空間的多様性およびその時間進化を観測的に明らかにすることで、ダストの形成・成長・化 学反応に制約を与えることが重要課題である。

円盤内でのダストの蒸発・再凝縮

隕石をはじめとする太陽系物質の揮発性元素を除く同位体組成 の均質性は、初期太陽系もしくは分子雲において太陽系原材料物 質がガス化および再凝縮したことを示唆する。熱力学的な平衡状態 を仮定し、原始惑星系円盤の高温から低温における安定相を予測し た平衡凝縮理論によると、原始惑星系円盤におけるダスト形成は、 高温から順に、コランダムを始めとする難揮発性酸化物、AlやCa に富むケイ酸塩、フォルステライトと金属鉄、エンスタタイト、硫 化鉄、と進むと予測される [8]。隕石中にみられる CAI(Calcium-Aluminum-rich Inclusion)は、難揮発性物質で構成され太陽系で 最も古い年代 (4.567 Gyr)を示し、初期太陽系において物質が高 温ガスからの凝縮で形成された証拠といえる。また、アメーバオ リビンなど気相から直接凝縮して形成した結晶質シリケイトも見 つかっており、初期太陽系においては、ダストの蒸発・再凝縮過 程が普遍的におこっていたと考えられる。

太陽系における物質進化の理解は、一般的な原始惑星系円盤に おける物質進化の描像を得るという観点からはケーススタディー に過ぎないが、実際に隕石物質や惑星間塵の採取・成分分析を通 じて、直接的な検証研究が可能である点で特に重要視されるべき 事項である。一方 2020 年代には、太陽系における物質進化の理解 を踏まえて、より多くの原始惑星系円盤を対象として、物質進化 の多様性を探る研究の重要性が増す。実際に、近年の赤外線分光 観測により、いくつかの原始惑星系円盤において、星間空間では



図 3.74: すばる/COMICS の分光モード による Hen3-600A のスペクトル [12](掲 載許可取得済み)。結晶質のケイ酸塩とし て、赤色の 9.2 µm、12.5 µm のピークは 二酸化ケイ素 (SiO₂)、青色の 10.9 µm の ピークは結晶質パイロキシン (MgSiO₃)、 緑色の 10.1 µm、10.5 µm、11.2 µm の ピークは結晶質オリビン (Mg₂SiO₄) が それぞれ存在していること示す。

見られなかった結晶質シリケイト由来のスペクトルが見つかっている [12](図 3.74 参照)。また、円盤最内縁部 と外側でシリケイトの結晶性の違いが観測されている。今後は、一般的に原始惑星系円盤内の加熱・蒸発・凝 縮プロセスを理解するためにも、円盤内でのダスト分布の連続的な変化および円盤の年齢とダスト種の関係を 明らかにする観測が期待される。

円盤内の加熱過程

上で述べたように隕石や惑星間塵の情報から、原始惑星系円盤内において、ダストは結晶化や融解および蒸発・再凝縮など高温を経たことが示されている。アモルファスシリケイトの結晶化には少なくとも 600 K 程度 以上 [6]、隕石中のコンドリュール形成や難揮発性物質の蒸発には 1300 K 程度以上が必要と考えられている。 原始惑星系円盤の加熱機構として、中心星からの輻射と円盤降着による粘性加熱がある。理論モデルによる と円盤の温度は中心星への円盤ガスの降着率や円盤密度、ダストの吸収係数により決まり、円盤降着率が大き な場合には円盤の温度は高くなり、1 AU 付近の赤道面での温度は 1000 K を越える [23]。円盤降着率が小さく なると、温度は主に中心星からの輻射で決まり、1 AU 付近で数百 K 程度と低く、ダストの結晶化や融解、蒸



図 3.75: (A) スターダスト探査機により Wild2 彗星から採取された、難揮発性包有物 CAI と類似した鉱物組 み合わせをもつ彗星塵 [55] (掲載許可取得済み)。(B) 原始惑星系円盤における主要な物質循環モデルを示す. モデルから予見される高温ダスト分布と高空間分解能観測との比較によりモデルの検証を行い、物質輸送の解 明を目指す。

発は起きないため、ダストが高温を経験する領域と時代は限られる。円盤降着率が大きい場合、円盤内のダス トはガスと共に動径方向に移動し、高温を経験したダストの大部分が中心星に落下する。また円盤内でダスト が成長し大きくなると、ガスと独立に運動するようになり、ガス抵抗によりさらに短期間で中心星に落下して しまう。以上のように、準定常的な円盤モデルを考えた場合、隕石や惑星間塵等から考えられる加熱プロセス がどのように起こったのかを単純に説明することは難しい。円盤内のダストの成長や加熱プロセスの検証のた めに、まずは円盤構造や温度構造を高空間分解能観測により明らかにすることが重要である。

この他、円盤の局所的な加熱源として、円盤内の重力不安定による密度波により発生する衝撃波や [9]、高 い離心率を持つ微惑星による衝撃波などが提案されている [49]。巨大惑星の形成は惑星の周りに周惑星系円盤 や密度波を形成する [46]。また巨大惑星により、周りの微惑星は共鳴や散乱により高い離心率を持ち、強い微 惑星衝撃波が発生する。強い微惑星衝撃波はコンドリュール形成 [26] や微惑星の加熱や蒸発 [44] を引き起こ し、周辺にはダストリングが作られると考えられる。このように巨大惑星の形成は衝撃波の発生源およびダス トや微惑星の加熱源として大きな影響を及ぼす可能性があり観測による検証が重要である。近年の ALMA の 観測などにより、原始惑星系円盤の複数の天体で、円盤のギャップや非軸対称構造などが明らかにされており、 今後は円盤の赤外波長域の高空間分解能観測が期待される。

円盤内の物質循環

成層圏から回収される惑星間塵 (IDP: Interplanetary Dust Particle) の一部や、Wild 2 彗星のコマから直接 回収された Stardust 試料は、実際の彗星におけるダストそのものであると考えられ、量は少ないが定量的な分 析が可能であり、中間赤外線スペクトルと相補的な情報をもたらす。

彗星起源のダストであると考えられている CP-IDP(Chondritic Porous Interplanetary Dust Particle)の大半 は 5–10 µm 程度の大きさの集合体で、非晶質シリケイトと結晶質鉱物がおよそ 50%ずつで構成される [36]。非 晶質部分は、主に GEMS (Glass with Embedded Metals and Sulfides) と呼ばれる、Fe-Ni 合金もしくは Fe-Ni 硫化物のナノ粒子と有機物を含む 1 µm 以下程度の非晶質シリケイトである [3; 16]。 GEMS は星間空間で観 測される非晶質シリケイトダストの生き残りである可能性があるが、その大半は酸素同位体組成の異常を示さ ず、太陽系起源か星間空間起源かは未だ議論が続いている。結晶質部分は、Ca と Fe に乏しいオリビンやパイ ロキシン、硫化鉄などが含まれ、また有機物に富む炭素質物質がそれらをつなぐ糊の役割をしている。特に、 Fe をほとんど含まない針状・板状エンスタタイトの存在は、1300 K 以上の高温で凝縮したダストが彗星形成 領域に存在することを示唆する [2]。サンプルリターンミッションによりもたらされた Stardust 試料は、太陽 系で最も初期に高温ガスから凝縮した物質である CAI に類似した難揮発性物質が、彗星コマ中に存在すること を明らかにした [55](図 3.75 参照)。

彗星ダスト中の高温凝縮起源の結晶質シリケイトや難揮発性物質は、彗星形成領域では形成不可能であり、 原始惑星系円盤において、星間ダストの情報を保持した低温物質(数十K)と、高温(1000K)を経た物質との 物質混合を示唆する。原始惑星系円盤における物質循環については Bipolar flow (X-wind model) [40] や円盤 内の粘性拡散 [4]、巨大惑星との共鳴による微惑星散乱 [29] などにより、円盤内側の高温ダストを外側に輸送 するプロセスが挙げられている (図 3.75 参照)。それぞれのモデルから予見される結晶化するダスト分布や時 代は異なるため、高空間分解能観測との比較によりモデルを検証できる可能性がある。

このように、理論や地球外物質分析との直接比較をおこない、円盤におけるダスト形成と進化、および輸送 プロセスを解明するためには、円盤内のダスト空間分布の解明が最も重要となる。TMT/MICHI は中間赤外 線で 0.1 秒角を切る空間分解能(100 pc 先の天体において 10 AU の空間スケール)を実現でき、円盤ガスと ダストの空間分布を直接導出できる。また、SPICA/SMI 及び SAFARI による遠赤外波長域 (> 20 µm) での 分光観測を行うことで、低温領域のダストを調べることが可能である。

3.8.3 ダスト凝縮・核形成に関する物理パラメータの決定を目的とするサイエンス

天体観測に基づくダスト凝縮・核形成に関する物理パラメータの決定

恒星内元素合成の結果生み出された重元素を原材料とする星周ダスト形成の観測は、一般にダストからの熱 放射を赤外線で測定することによって行われ、観測された熱放射スペクトルからはダストの組成や存在量が見 積もられる。しかしながら、どのような物理環境下で、ダストの組成やサイズ、凝縮時刻が決定されるのか、 実験/理論/観測での一貫した理解は不十分である。

均質核形成成長理論に基づけば、形成されるダストのサイズは、ダスト凝縮時での過飽和比が増加するタイムスケール(τ_{sat})とダスト表面にガスが付着するタイムスケール(τ_{stick})の比 Λ_{on} ($= \tau_{sat}/\tau_{stick}$)によって一意的に記述される。ここで、 Λ_{on} が大きいほどダストのサイズは大きくなるが(図 3.76 参照)、これは τ_{sat} がガスの冷却時間に近似的に比例し τ_{stick} がガス密度に反比例することから、冷却速度が遅く密度の高いガス中でより大きなダストが形成されることを意味する。この関係に従えば、X線や電波の観測によって得られたガスの密度や温度から、形成されるダストのサイズは原理的に推測されることができる。

しかしながら、この Λ_{on} とダストサイズの関係は いくつかの不定性を伴う。ダストの形成は、安定核 の生成とその成長という二つのプロセスにより記述 されるが、この安定核生成のための表面エネルギー によってダストの凝縮時刻は大きく左右される。通 常の計算においては、表面エネルギーとしてバルク 物質の値が適用されるが、数十程度の原子からなる クラスターに対してバルク値が妥当かどうかは精査 される必要がある。また、 τ_{stick} はガス原子がダスト 表面に付着する確率(付着確率)に比例するが、付 着確率に対するダスト温度やクラスターサイズの依 存性はわからないため、多くの研究では単純のため に付着確率を1と固定している。それゆえ、ダスト 形成モデルを確立するには、表面エネルギーと付着 確率の二つの物理パラメータの決定が不可欠であり、 これらを実験的に決定する試みが現在精力的に行わ れている。



図 3.76: Λ_{on} の関数としての形成されるダストの平均 半径。付着確率は1、安定核の表面エネルギーはバル ク物質の値が適用される。実線は炭素質ダスト、破線 はシリケイト質(MgSiO₃)ダストに対応する[31](掲 載許可取得済み)。

実験的な手法に基づいて、様々な質量の星の終焉 期の星周環境におけるダストの凝縮過程を理解するためには、実験で扱う諸条件と実際の星周環境の比較を行 う必要がある。この際、流体力学において「レイノルズ数が同じ系」は物理的に同様に扱えるのと同様に、ダ ストの生成過程においても「冷却の時間スケールと衝突頻度が相似形である系」は同様に取り扱えることが知 られている [51]。最近、観測ロケット飛翔実験「微小重力環境を利用した宇宙ダストの核形成再現実験 (PI. 木 村勇気)」等により、気相からの核生成実験で相似形の実験が可能になった(図3.77(左)参照)。その結果、必 要な環境での物理定数を、冷却の時間スケールとガス濃度、温度から求められるようになってきた(図3.77(中 央)参照)。さらに、この凝縮実験で生成した粒子の赤外分光学特性のその場測定を行う事ができるようにな り、従来の媒質に埋め込む手法で生じる媒質効果(波長シフト)の問題を解決し、実験生成物の赤外分光特性の 測定結果を、実際に観測される赤外スペクトルと直接比較する目的で利用する事が可能になってきている(図 3.77(右)参照)。

一方で、2020年代においてはこれらの物理パラメーターを天文学的観測から直接制限できるようになる。す なわち、宇宙空間でダストが核生成している恒星周囲の環境を「宇宙の実験場」とみなし、その領域のガス密度 や温度およびダストのサイズを様々な波長の観測から同時に決定し、これらの対応関係を考察することによっ て表面エネルギーと付着確率を導出する事が可能になる。ダストのサイズは、可視光から近赤外線での減光量

164



図 3.77: (左) 平成 24 年度観測ロケット S-520-28 号機飛翔実験「微小重力環境を利用した宇宙ダストの核形成 再現実験 (PI. 木村勇気)」に基づいて、微小重力環境下で実施したダスト凝縮の実験で得た波長干渉像の一例。 任意の物質を蒸発源 E から加熱蒸発させると、冷却に伴ってダスト類似物が凝縮し、雲 C の様に見える。干 渉縞から、凝集物質の凝縮温度と物質濃度を求められる [17; 18; 20]。(中央)実線は、核生成理論に基づき実 験の結果得られた凝縮温度を説明する表面自由エネルギー σ と付着確立 α の関係。破線は、同様に核形成理論 に基づいて、実験の結果得られた生成粒子サイズを説明する σ と α の関係。交点が凝縮物質の表面自由エネル ギー σ と付着確立 α に該当する [19] (掲載許可取得済み)。(右)凝縮実験でガスから生成した Mg 珪酸塩粒子 について、自由浮遊している状態で取得した赤外スペクトル(黒)と、実際に天体に観測される astronomical silicate の赤外スペクトル [43](赤)の比較。自由浮遊している状態で取得した赤外スペクトルは、媒質効果の影 響を受けないため、天体観測データと直接比較することが可能になった [14] (掲載許可取得済み)。

や散乱光の波長依存性または偏光観測により直接導くことができ、またモデルを介すれば赤外線から見積もられたダスト温度からもサイズを評価することができる。

ダストの凝縮温度の特定は、AGB 星や赤色超巨星などでは TMT/MIRAO+MICHI を用いて星周ダストの 最内縁部を空間的に分解することにより、また、新星については TMT/MIRAO+MICHI を用いて直接ダスト 形成領域を空間的に分解したり、或いは TAO/MIMIZUKU などを用いて時間的に密な多波長観測を行なったり することにより実現される。例えば 100–1000 km/s で放出された ejecta が 1ヶ月間で到達する距離は 2–20 AU であり、1 kpc の距離では 0.2–2 秒角に相当する。このため、多くの新星で数ヶ月から半年以内にダスト形成 が報告される事を考慮すれば、30 m 望遠鏡に搭載された補償光学付きの近・中間赤外線観測装置で実現され る 0.1 秒角の空間分解能によって、ダスト形成領域を含めた星周ダスト雲を詳細に分解する事ができる。特に、 近・中間赤外波長域での中分散 ($R > 10^3$)の面分光機能が、星周空間の電離ガス、原子ガス、分子ガス、ダス トからの放射を正確に捉え、それぞれの空間分布を指定する為には、極めて有用である。

また、より多様な化学環境でのダスト凝縮過程を調べる為には、超新星爆発に起因するダスト形成の調査が 有効であり、中間赤外波長域において最高感度を実現する JWST/MIRI を用いた近赤外線から中間赤外線での 分光観測が有効である。一方、特に超新星爆発に伴うダスト形成では、ダスト放射が光学的に厚い環境が想定さ れるため、組成評価の観点からは爆発後から数年間にかけての継続観測が有効であり、その為には 20–200 μm の波長域で、SPICA/SMI および SAFARI を用いて冷え行く星周ダストの放射を精査する事が重要になる。

このような観測的研究は、ダスト形成の兆候が見えていない天体との比較という観点からも実施されるべき であり、ごく近傍で起こった新星や超新星爆発などは ToO 観測で網羅的にカバーする事が、ダスト形成の可 否および形成されたダストのサイズからのダスト形成環境の復元、そしてダスト凝縮過程に関連する物理パラ メータを決定する上で重要な役割を果たす。

3.8.4 晩期型巨星の星周ダストの形成および化学 / 鉱物学的進化の観測的理解

晩期型巨星におけるダスト

星間ダストの主要な形成現場として、超新星と並んで挙げられるのが晩期型巨星である。特にダスト形成が 盛んな晩期型巨星は、1-8 M_☉ 程度の小・中質量星の最終進化段階である AGB 星である。AGB 星では、恒星 の脈動によって恒星大気上層へ物質が輸送され、恒星からある程度の距離に達するとそこからダストが形成さ れる。さらにダストが恒星の輻射を受けて外部へ加速され、ガスを引きずり恒星風を駆動する [38]。これが現 在描かれている晩期型巨星のダスト形成・放出の描像であり、晩期型巨星の大きな質量放出率の要因の1つで ある。この現象を理解することは、星間ダストの起源、供給機構の理解、さらには銀河の物質進化、恒星進化 の理解にもつながる重要な研究課題であり、理論先行で描かれた先述の描像の検証を目的とした観測研究は現 在も盛んに進められている。恒星風・質量放出の詳細については「恒星物理」の章で触れることとし、ここで はダストの形成・進化について述べたい。

晩期型巨星のダストは、他の環境にはない多様性が見られることも特徴である。星間ダストは普通、シリケ イトダストと炭素質ダストで議論されるが、これら以外に晩期型巨星では、様々な金属酸化物、硫化物、炭化 物ダストの存在が指摘される。化学組成以外にも結晶構造・サイズ・形状についても様々に議論があるように、 非常に多様なダストが存在すると考えられている。この多様性は、ダスト形成の条件に依存すると考えられ、 多様性を再現するような実験室実験による研究 [47] や、その形成環境を隕石中の粒子から探る観察研究など、 天文観測以外のアプローチでも研究が進められている。晩期型巨星のダスト形成に関する研究では、天文観測・ 実験室実験・隕石中ダストの実観察の三つが相補的に進展していくことが求められている。

実験室宇宙鉱物学

最近では、プレソーラー粒子と呼ばれる実物のダストを通した晩期型巨星のダスト研究の道も開拓されよう としている。プレソーラー粒子とは、隕石中に非常にまれに見つかる微粒子で、その特異な同位体組成から、 AGB 星や超新星起源の星周ダストの生き残りと考えられている [54] (図 3.78)。酸化的なプレソーラー粒子と しては、非晶質・結晶質シリケイト、Al₂O₃、MgAl₂O₄ などの酸化物が多くみつかっている [30]。還元的な環 境で作られたと考えられる、ナノダイアモンド、グラファイト、シリコンカーバイド、なども確認されている [54]。赤外線分光観測によって星周ダストの平均的な性質の情報が得られる一方、プレソーラー粒子の分析で は、個々のダストに関する結晶学的、鉱物学的、宇宙化学的情報を定量的に取得することができる [45]。また プレソーラー粒子は、太陽系の原材料物質そのものであるため、その形成過程を観測的に検証することは、太 陽系形成過程の解明にとっても極めて重要である。これまで天文学と宇宙化学の連携は十分になされていると はいえないが、プレソーラー粒子から得られる情報は、観測されたスペクトルを解釈する上での強い制約条件 となりうるため、積極的な連携が重要となる。

また、ダストの赤外線スペクトルフィーチャーは、化学組成やサイズ、温度、形状、凝集状態などにより大 きく変化するため、ダスト模擬物質の赤外吸収スペクトルを実験室で測定し観測スペクトルと比較することで、 星周ダストの化学組成および性質の推定に大きく貢献してきた [21]。しかし、観測される赤外線スペクトルに おいて、それぞれの性質は類似したスペクトル変動を与えるため、情報の多くは縮退してしまい、ダストの性 質を一義的に決定することは非常に難しい。そのため、ダスト形成実験をおこなうことで、星周環境で形成し うるダストやその性質に制約を与え、ダスト形成条件に依存したダストの赤外線スペクトルフィーチャーを予 言することも重要である。

恒星近傍でのダスト形成

近年は計算機の発達に伴い、ダストの形成・放出過程に関するシミュレーションが大きく進展した。シミュ レーションでは輻射輸送・ダスト形成・力学計算を同時に行う必要があるが、計算機能力の向上に伴い、これ らの計算をより正確に実行できるようになった。これにより、先述のようなダストの形成・放出プロセスも検



図 3.78: (a) 非平衡普通コンドライト RC075 から発見されたプレソーラー Al_2O_3 粒子。2 M_{\odot} の AGB 星起源 と考えられる [45] (掲載許可取得済み)。 (b) 晩期型巨星 θ Aps の中間赤外線スペクトル。13 μ m にあるピー クは図 (a) のような Al を含む酸化物ダストに起因する [7] (掲載許可取得済み)。

証された。その結果、酸素過多の天体で従来考えられていたサブミクロンサイズのシリケイトの形成によるダ スト放出が難しい事が指摘されるようになり [50; 11]、恒星近傍 (2 恒星半径程度) で実際に形成されるダスト の量、サイズ、化学組成を観測的に抑える事が強く求められている。

恒星近傍(2恒星半径付近)のダスト形成を明らかにする観測は赤外線・電波干渉計を用いた方法しか無い (図 3.84)。AGB 星の半径を 500 太陽半径と仮定し、近傍と言える 100 pc を距離として仮定すると、1恒星半 径は 23 ミリ秒角となる。これを空間分解するのに最も有効なのは長基線観測が実現した場合の ALMA の バ ンド 10 の観測である。バンド 10 での長基線観測は技術的にも気象条件的にも非常に難易度が高いが、実現し た場合には恒星近傍のダスト形成の様子を詳細にとらえる、全く新しい世界が開けると期待される。ただし、 電波観測のみではダストの温度・化学組成・量は特定できないため、恒星近傍のダストの物理状態を調べるに は、ALMA で得られたダスト分布と中間赤外線のスペクトル情報を組み合わせていく必要がある。中間赤外 線スペクトルのデータを高い空間分解能で得られれば、恒星近傍のダストの情報を正しく抽出できる。この意 味で TMT/MICHI にも大いに期待したい。また、ALMA には空間分解能が劣るが、VLTI/MATISSE が登場 すれば 10 ミリ秒角の空間分解能の中間赤外線分光画像が得られる。これにより、完全な空間分解はできない が、恒星近傍のダストの化学組成・温度・量が抑えられ、ダスト形成研究が進展すると期待される。

恒星から少し離れた外側領域のダストの形成

中間赤外線干渉計観測の結果から、酸素過多環境の主要なダストであるシリケイトの主な形成領域は、干渉 計観測で見るような恒星近傍ではなく、少し恒星から離れた外側領域(10 恒星半径付近)であるという指摘も なされるようになってきた[52]。近年見つかった酸化物コアとシリケイトマントルからなるプレソーラー粒子 の観測例[22]からも、外縁部でのシリケイトの成長が示唆される。シリケイトの形成領域はその化学組成や光 学特性とも密接に関係しており、鉱物学的にも天文学的にも重要な情報であるため、その特定は重要な課題で ある。また、硫化マグネシウムダストなど外側領域で活発に形成されるとされるダストもあり[53]、外側領域 のダスト形成の調査は次世代の観測課題として重要になっていくと考えられる。

外側領域のダストの形成に関する研究では、空間分解能に関する要求は緩和される。ダストの化学組成を調 べるという点で中間赤外線観測が重要であるが、中心星から離れる事でダストの温度が下がり、中間赤外線の 放射強度が弱くなることが問題である。この弱い放射を捉えるには、観測時に中心星および中心領域のダスト 放射の寄与、つまり PSF の裾野を正確に差し引く必要がある。そのためには、コロナグラフのような高コン トラスト観測を行う必要がある。TMT/MICHI にはコロナグラフ登載も検討されており、これが実現すれば 10-100 恒星半径の領域の詳細観測が実現でき、場所ごとのスペクトルの違いを分光観測で抑えられれば、ダ スト形成の様子を詳細に捉える事ができる。スリット分光でも問題ないが、面分光が使えれば好ましい。

ダスト形成の時間変動

晩期型巨星の一部は、恒星の脈動変光にともない中間赤外線スペクトルが変動することが知られている [35]。 中間赤外線スペクトルにはダストの温度や量の情報が含まれており、これらの変化を詳細に調べる事で、ダス トの形成現象について調べることができる。多様な質量・進化段階・脈動タイプを示す AGB 星の全てのダス ト形成を理解するには、このような空間分解できなくても実施可能な分光モニタリングの系統的サーベイが有 効である。しかし、AGB 星の変光周期は数百日から数千日と非常に長く、数年から数十年のタイムスケール でのモニタリングが求められる。例外的に過去に赤外線宇宙望遠鏡により断続的なデータが得られている天体 もあるが、多数の天体を対象とした系統的モニタリングサーベイは未だなされていない。今後、安定的に観測 可能な地上望遠鏡を用いた分光モニタリングサーベイの実現が望まれる。

分光モニタリング観測は、金属鉄の探査にも利用できる。平衡凝縮理論に基づくと、金属鉄は Mg に富むシ リケイトに次いで豊富に形成されると予測される。また、恒星風を効果的に加速できることから、その形成量 を理解することが重要と考えられる。しかし、金属鉄は赤外活性を持たないため、直接的に観測することは難 しく、現在もその存在は明らかにされていない。近年の研究では、中間赤外線スペクトルの連続波を「恒星大 気外層の水分子の放射に起因するもの」とする説と、「金属鉄ダストの放射によるもの」とする説が提唱され ている [33; 25]。これらを区別できるのは近赤外線の水の吸収帯を含む分光観測であり、水の吸収帯と中間赤 外線連続波のスペクトルを系統的にモニタリングすれば、これらを切り分け、金属鉄の存在量を明らかにする ことができると考えられる。

上記のようなダスト形成現象のサーベイや、金属鉄の探査を目的とした分光モニタリングには、時間の離れ たデータ同士を比較する必要があり、観測精度が求められる。TAO 望遠鏡に搭載される近・中間赤外線観測機 能を有する観測装置 MIMIZUKU は、リアルタイムな大気透過率較正を可能とするフィールドスタッカー機構 を搭載し、高い分光・測光精度の実現を目指している [15]。また、TAO 望遠鏡では、サイトの標高 (5640 m) と気候条件から低水蒸気量環境が実現し、金属鉄の探査で求められる水蒸気吸収帯の観測が可能となる。以上 の特徴から、TAO/MIMIZUKU を用いる事で、AGB 星のダスト形成・金属鉄の有無についての観測的研究を 進展させられると考えられる。

3.8.5 水・有機物の探査とその生成・進化過程の観測的理解

赤外線観測の役割

生命の誕生にとって不可欠な水や有機物は、宇宙空間のどのような環境で生成・進化を遂げ、どのような多 様性を持つのか。この問いに答えるためには、星間・星周環境に存在する多様な分子の観測的研究が不可欠で ある。星・惑星形成領域に多く存在する低温・高密度環境では、気相反応及びダスト表面での固相反応が密接 な関わりを持ち、双方が物質の化学進化に重要な役割を果たすことが知られている [48]。このため、星や惑星 の材料物質の化学状態の包括的な理解のためには、固体・気体の両面から物質の組成や温度などを探っていく ことが必要となる。これまで宇宙空間には 170 種類以上もの分子が発見されており、これら星間分子の観測に は様々な手法が知られている。その中でも、星・惑星形成領域に存在する分子の観測において特に重要なもの として、ミリ波・サブミリ波領域における気相分子 (ガス)の回転遷移の観測、そして近・中間赤外線領域にお ける固相分子 (氷)の振動遷移の観測が挙げられる。光赤外天文学は、後者の発展に多大な貢献を行ってきてお り、2020 年代の星間物質研究においてもさらなる発展が期待される。

近年の星間化学に関する観測、理論、実験的研究の進展により、水や有機物といった我々生命の起源に直結 する物質の宇宙空間における生成には、ダスト表面での化学反応が非常に重要な役割を果たすことが示唆され ている。星間氷の主成分は、水や二酸化炭素、一酸化炭素であり、これらの多くは分子雲中でのダスト表面反 応により生成されることが知られている。さらに、星間氷中には微量のメタノール、メタン、ホルムアルデヒ ド、アンモニアといった分子が含まれており、これらも大部分がダスト表面反応により生成されると考えられ てる [1; 32]。また、大型の有機分子については、これらの氷の状態で存在する分子が起点となり、紫外線輻射 やダスト加熱などを経験することにより、ダスト表面上においてより複雑な分子への化学反応が進行して生成 されると考えられている [10]。よって、宇宙空間における水や有機物の生成・進化の過程を理解する上では、 電波観測による気相分子の研究だけではなく、赤外線観測による星間・星周の固相分子(氷)の研究が重要な役 割を果たす。アミノ酸のような大型有機分子の検出には、現在のところ技術的な困難が伴うものの、大型の有 機分子生成の材料となり得る氷の観測的研究は 2020 年代に進捗が期待される重要な課題である。

具体的な観測手法、装置への要求

星間・星周氷は、一般的には赤外線域の吸収バンドにより観測される。固体のバンドの線幅は気体のそれよ りも広いため、氷の観測を行う上では、2-20 µm の波長域における中分散分光 (*R*=500-3000) が重要な役割を 果たす (図 3.79)。低分散分光 (*R*~100) であっても氷の検出、柱密度の評価等は可能であるが、氷のバンド形 状の詳細解析は難しい。氷の吸収バンドのプロファイルには、氷の組成、温度、結晶化度などの様々な情報が 含まれており、これらは固体の熱史を探る上で有用な情報をもたらすことから、中分散分光能力が望ましい。 このような波長分解能の要求に加えて、氷の分光観測においては比較的広い波長範囲を網羅する事が必要とな る。これは氷の吸収バンドのように幅の広いフィーチャーの吸収の深さを正確に見積もる上では、連続光成分 の差し引きの精度が大きな影響を及ぼすためである。例えば、特に線幅の広い 3.05 µm の水氷の吸収の深さを 見積もる上では、2.5 から 4 µm 程度の範囲を一度に網羅する分光観測を行い、連続光成分の寄与を見積もる必 要がある。二酸化炭素やメタノールといった比較的線幅の狭い氷のバンドの観測では、要求される波長カバレッ ジはこれよりも小さくなるが、それでも一般的な輝線観測よりは広い波長範囲を網羅した観測が必要となる。 以上のことから、氷として存在している分子の観測的研究を進める上では、TMT/MICHI や JWST/MIRI、 SPICA/SMII などによる近・中間赤外線の波長における広帯域中分散分光能力が望まれる。

加えて、TMT/MICHI や SPICA/SMI によって実現可能な近・中間赤外線の波長域における高分散分光 $(R \sim 10^4 - 10^5)$ も氷の化学進化を理解する上で重要な情報を与える。気相へと昇華した分子の検出は、電波観 測でも可能であるが、二酸化炭素やメタンのように双極子モーメントを持たない無極性分子については、赤外 線域における振動遷移の検出が主要な観測手段となる。星間化学の包括的な理解のためには、気体・固体の両 面から物質の化学状態を探ることが不可欠であり、電波では観測できない分子の情報をもたらす赤外線高分散 分光観測は重要な役割を果たす。



図 3.79: ISO-SWS により取得された銀河系内の大質量 YSO(W33A)の赤外線スペクトル (*R*~1500)。検出された氷の吸収バンドの位置が示されている。様々なバンドが見られる近・中間赤外線の波長域は、固相に存在する分子の研究における指紋領域と言える。影がかけられた部分は地上から観測できない波長域を示す。図の 元データは、SWS アトラス [41] より取得された。

一方、これまでの研究例は少ないものの、今後の観測技術の発達により氷観測の新たな切り口となりうる手 法として、遠赤外線域に存在する氷バンドの観測が挙げられる。遠赤外線域 (20–100 μ m) には、固体の格子振 動に起因する遷移が存在することが知られている [28]。例えば非晶質の水氷の場合は 45 μ m 付近に幅の広いバ ンドを、結晶質の場合は 44 μ m 及び 62 μ m に比較的シャープなバンドを示すことが知られている (図 3.80)。 遠赤外線域の氷のバンドは、近・中間赤外線域のバンドに比べて線幅が広いため、連続的な波長カバレッジの 広い低分散分光能力 (R > 100)が適している。格子振動に起因するバンドは固体の内部構造に敏感である為、 これらの遠赤外線のバンドは氷の結晶化度を探る上で有効な手段となる。このため、氷の遠赤外線分光観測は 低温環境に存在する固体の熱史を探る有効な手段となる潜在性を秘めている。また、遠赤外線の波長域におけ る氷のバンドは、氷の温度が比較的高い時は、輝線としても観測されるということが報告されている [24]。こ れにより、背景の連続光源に依らない氷のマッピング観測が可能になることが期待され、星惑星形成領域に存 在する氷の分布を探る新たな手段ともなり得る。しかし、これまでの観測的研究で氷の遠赤外線バンドが検出 された天体は、ごく一部の Young Stellar Object (YSO) 及び晩期型星に限られている [24; 34; 5]。今後、遠 赤外線観測に基づく氷の研究が発展していく為には、SPICA/SAFARIをはじめとした高感度の遠赤外線分光 観測装置の活躍、及び氷の遠赤外線バンドの性質に対する実験的理解の充実が主な課題といえる。

観測対象となる天体

固相に存在する分子の詳細な観測を通して星間・星周環境における水や有機物の生成・進化の過程を探る上 で、観測の対象となる天体は多岐に渡る。SPICA、JWST、TMT、E-ELT、TAO といった次世代の赤外線観 測装置は、これまでにない感度又は空間分解能により、星惑星形成領域に存在する固体の観測的研究を飛躍的 に発展させることが期待される。まず、星形成が始まる前の段階で、どの程度の水や有機物が分子雲内で生成 されていたかを知る上では、分子雲の背景星を連続光源として用いた氷の観測が有用となる。また、星形成が 開始された後の固体の化学進化を探る上では、原始星の星周環境における氷の分布・組成の変化を明らかにし、 星形成活動に関わる様々な天体現象(ジェットなど)と固体の化学進化を関連付ける研究が有効である[42]。ま た、ホットコア・ホットコリノといった気相で複雑な分子が多く検出されている天体に対しては、固相に存在 する分子の情報を充実させていくことにより、有機分子の生成に至る化学反応の経路に対して制約を与えるこ



図 3.80: 実験室にて測定された水氷の遠赤外線吸収スペクトル [27](掲載許可取得済み)。実線が結晶質の氷、 破線が非晶質の氷のスペクトルを示す。氷の結晶度により遠赤外線のスペクトルプロファイルが大きく変化す ることがわかる。

とができる。惑星形成段階における固体の進化を探る上では、原子惑星系円盤・デブリ円盤を持つ天体に対し ての氷観測が有効である [13]。高空間分解能、高感度の観測装置、また多天体分光、面分光能力を備えた装置 の活躍により、分子雲、原始星外層、原子惑星系円盤といった様々な領域内に存在する氷の分布、化学組成が 明らかになる。これにより、ダスト表面で進行すると考えられている水や有機分子の生成と、天体の性質・進 化段階の関連性が明らかになり、これらの物質の生成・進化の過程に関する観測的知見を深めることができる。 また、TAO による YSO の分光モニタリング観測が可能になれば、時間変動現象を示す若い天体の周囲での分 子バンドの変動が観測される可能性も考えられる。

さらに、星間・星周環境に存在する分子の化学的多様性を、宇宙の時間進化と関連付けて理解する上では、 銀河系外に存在する水や有機分子の観測的研究も興味深い。特に、過去の宇宙における分子進化を理解する上 では、低金属量環境下での分子雲化学の特徴を明らかにしていく必要がある。このような観測を行う上では、 天の川近傍の低金属量銀河である大・小マゼラン雲などに存在する分子雲・YSO などは絶好の観測ターゲット である。マゼラン雲の YSO に付随する氷の観測は、一部の大質量 YSO についてはこれまでにも行われていた [39; 37] が (図 3.80 参照)、高感度の装置の活躍により、中小質量 YSO に付随する氷についても検出が可能に なる。これにより銀河系外、特に低金属量環境下の惑星形成領域の化学状態に関する新たな観測的知見が得ら れることが期待される。

このような氷の赤外線観測と併行して、気相へと放出された分子の電波・赤外線観測も同等の空間分解能で 行うことにより、水や有機分子の生成へと至るダスト表面反応についての包括的な観測的知見を得ることがで きる。上述の観測的研究と併せて、ダスト表面反応に関する理論的、実験的解釈の充実も当該分野の発展にお いて不可欠な要素である。



図 3.81: 「あかり」近中間赤外線カメラにより取得された大マゼラン雲の大質量 YSO(ST3)の近赤外線スペクトル (*R*~100) [39](掲載許可取得済み)。検出された氷の吸収バンドの位置が示されている。「あかり」やSpitzer などにより観測されたマゼラン雲内の埋もれた YSO は、2020 年代以降の星間物質・近傍銀河研究においても重要な観測ターゲットとなる。これらの銀河系外 YSO は系内の天体に比べて著しく暗いため、これまでは多くの場合、感度面で有利な低分散分光により観測されていた。今後、高感度の中・高分散分光が可能になることにより、系外銀河に存在する分子に関するより詳細な情報が得られることが期待される。

3.8.6 必要とする望遠鏡、装置のまとめ

表 3.10 に、星間物質のサイエンスを遂行する上で必要とされる望遠鏡及び観測装置の仕様をまとめる。備 考欄に、各機能を必要とするサイエンスが記述される節を 1 (3.8.2 節), 2 (3.8.3 節), 3 (3.8.4 節), 4 (3.8.5 節) として示す。

望遠鏡形態	口径	観測モード	波長範囲	波長分解能	視野	空間分解能	備考
地上	\sim 30 m	撮像	可視、近赤外	—	10 秒角	0.01 秒角	1,2
地上	\sim 30 m	撮像	中間赤外	—	10 秒角	0.1 秒角	2,3
地上	\sim 30 m	分光	可視、近赤外	$R \sim 15 \times 10^2$	10 秒角	0.01 秒角	1,2
地上	\sim 30 m	分光	中間赤外	$R \sim 15 \times 10^2$	>5 秒角	0.08 秒角	3
地上	\sim 30 m	面分光	近・中間赤外	$R \sim 15 \times 10^3$	> 2 平方秒角	0.08 秒角	1,2,3
地上	\sim 30 m	高分散分光	2–13(20) $\mu\mathrm{m}$	$R = 10^4 - 10^5$	N/A	0.1 秒角	4
地上	$4-8 \mathrm{m}$	撮像モニター	近・中間赤外	—	10 秒角	0.1–1 秒角	2
地上	$4-8 \mathrm{m}$	分光モニター	近・中間赤外	$R = 10^2 - 10^3$	10 秒角	0.1–1 秒角	$2,\!3,\!4$
スペース	> 6 m	撮像	可視、近赤外	—	10 秒角	0.01 秒角	1,2
スペース	> 6 m	分光	可視、近赤外	$R\sim 100$	10 秒角	0.01 秒角	1,2
スペース	> 6 m	撮像	中間赤外	—	10 秒角	0.01 秒角	1,2
スペース	> 6 m	分光	中間赤外	$R\sim 100$	10 秒角	0.01 秒角	1,2
スペース	> 6 m	分光	近・中間赤外	$R\sim15~\times10^3$	10 秒角	0.1 秒角	4
スペース	$> 2 \mathrm{m}$	撮像	中間・遠赤外		¿1 分角	1-10 秒角	1,2
スペース	$> 2 \mathrm{~m}$	分光	20–100 $\mu \mathrm{m}$	$R = 10^2 - 10^3$	不問	1-10 秒角	4
スペース	$> 2 \mathrm{m}$	高分散分光	12–20 $\mu {\rm m}$	$R = 10^4 - 10^5$	不問	~ 1 秒角	4

表 3.10: 必要とする望遠鏡、装置

氏名	所属	主な担当章節
上塚 貴史	東京大学天文学教育センター	§ 3.8.4
木村 勇気	北海道大学	$\S 3.8.3$
左近 樹	東京大学 (班長)	$\S 3.8.3, \S 3.8$
下西 隆	東北大学	$\S 3.8.5$
瀧川 晶	京都大学	$\S 3.8.4$
田中今日子	北海道大学	$\S 3.8.2$
野沢 貴也	国立天文台	$\S 3.8.3$
本田 充彦	神奈川大学	$\S 3.8.2$
三浦 均	名古屋市立大学	§ 3.8.2

3.8.7 班員構成、担当

参考文献

- [1] Boogert, A. C. A., & Ehrenfreund, P., 2004, ASP Conference Series, 309, 547-572
- [2] Bradley, J. P., et al., 1983, Nature, 301, 473-477
- [3] Bradley, J., 1996, Science, 265, 925-929
- [4] Ciesla, F J., 2007, Science, 318, 613
- [5] Dartois, E., et al., 1999, Astronomy & Astrophysics, 338, L21-L24
- [6] Fabian, D., et al., 2000, Astronomy & Astrophysics, 364, 282
- [7] Fabian, D., et al., 2001, Astronomy & Astrophysics, 373, 1125-1138.
- [8] Grossman, L., 1972, GCA, 36, 597-619
- [9] Harker, D. E., & Desch, S.J., 2002, ApJ, 565, L109
- [10] Herbst, E., & van Dishoeck, E.F., 2009, Annu. Re. Astro. Astrophys., 47, 427-480
- [11] Höfner, S., 2008, Astronomy & Astrophysics, 491, L1-L4.
- [12] Honda, M., et al., 2003, ApJ, 585, L59
- [13] Hondam, M., et al., 2009, ApJ, 690, L110-113
- [14] Ishizuka, S., et al., 2014, The Astrophysical Journal, submitted
- [15] Kamizuka, T., et al., 2014, SPIE, 9147, 91473C.
- [16] Keller, L. P., & Messenger, S., 2011, GCA, 75, 5336-5365
- [17] Kimura, Y., et al., 2011, Journal of Crystal Growth, 316,196-200
- [18] Kimura, Y., & Tsukamoto, K., 2011, J. Jpn. Soc. Microgravity Appl., 28, S9-S12
- [19] Kimura, Y., et al., 2012, Crystal Growth & Design, 12, 3278-3284
- [20] Kimura, Y., et al., 2014, J. Jpn. Soc. Microgravity Appl., 31, 130-136
- [21] Koike, C., et al., 2003, Astronomy & Astrophysics, 399, 1101-1107.
- [22] Leitner, J., et al., 2014, Lunar and Planetary Science Conference, 45,1099.
- [23] Lin, D. N. C., & Papaloizou, J. C. B., 1985, Protostars and planets II, 1985, 981-1072
- [24] Malfait, K., et al., 1999, Astronomy & Astrophysics, 345, 181-186
- [25] McDonald, I., et al., 2010, The Astrophysical Journal Letters, 717, L92-L97.
- [26] Miura, H., & Nakamoto, T., 2005, Icarus, 175, 289-304
- $[27]\,$ Moore, M. H., & Hudson, R. L., 1992, ApJ, 401, 353-360
- [28] Moore, M. H., & Hudson, R. L., 1994, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 103, 45-56
- [29] Nagasawa, M., et al., 2014, ApJ, 794, L7
- [30] Nguyen, A.N., et al., 2007, Astrophysical Journal, 656, 1223-1240.
- [31] Nozawa, T., & Kozasa, T., 2013, ApJ, 776, 24
- [32] Öberg, K. I., et al., The Astrophysical Journal, 740, 109-114

- [33] Ohnaka, K., 2004, Astronomy & Astrophysics, 424, 1011-1024.
- [34] Omont, A., et al., 1990, ApJ, 355, L27-L30
- [35] Onaka, T., et al., 2002, Astronomy & Astrophysics, 388, 573-586.
- [36] Rietmeijer, F. J. M., 1998, Interplanetary dust particles. in Planetary Materials, edited by J. J. Papike. Revs. Mineralogy. 36. Chapter 2.
- [37] Seale, J. P., et al., 2011, ApJ, 727, 36
- [38] Sedlmayr, E., & Dominik, C., 1995, Space Science Review, 73, 211-272
- [39] Shimonishi, T., et al., 2010, Astronomy & Astrophysics, 514, A12
- [40] Shu, F., et al., 1997, Science, 277, 1475
- [41] Sloan, G. C., et al., 2003, ApJ, 147, 379
- [42] Sonnentrucker, P., et al., 2008, ApJ, 672, 361-370
- [43] Speck, A. K., et al., 2000, Astronomy & Astrophysics Supplement, 146, 437
- [44] Tanaka, K. K., et al., 2013, ApJ, 764, 120
- [45] Takigawa, A., et al., 2014, Geochimica et Cosmochimica Acta, 124, 309-327.
- [46] Tanigawa, T., et al., 2012, ApJ, 747, 47
- [47] Toppani, A., et al., 2006, Geochimica et Cosmochimica Acta, 70, 5035-5060.
- [48] van Dishoeck, E.F., & Blake, G. A., 1998, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 36, 317-368
- [49] Weidenschilling, S. J., et al., 1998, Science, 279, 681
- [50] Woitke, P., 2006, Astronomy & Astrophysics, 460, L9-L12.
- [51] Yamamoto, T., & Hasegawa, H., 1977, Progress of Theoretical Physics, 58, 816-828
- [52] Zhao-Geisler, R., et al., 2012, Astronomy & Astrophysics, 545, A56.
- [53] Zhukovska, S., & Gail, H.-P, 2008, Astronomy & Astrophysics, 486, 229-237.
- [54] Zinner, E.K., 2007. Presolar Grains. Treatise on Geochemistry 1, 17-39.
- [55] Zolensky, M. E., et al., Science, 314, 1735-1739

3.9. 恒星物理

3.9 恒星物理

3.9.1 検討結果の要旨と必要観測仕様のまとめ

恒星は星間物質を取り込むことで誕生し、内部の核融合反応によって重元素の割合を増加させ、質量放出に よって新たに合成した元素を宇宙空間に供給している。しかし、恒星が質量を放出するメカニズムは、宇宙の物 質進化を理解するうえで要であるにも関わらず、いまだ解明されていない。さらに、連星進化の理解が不足し ていることで、重元素の供給源として重要な星の爆発現象への進化経路にも多くの謎が残っている。2020年代 の恒星物理研究の最重要課題は、質量放出と連星進化の理解に基づき元素の起源の理解を追求することである。

1 質量放出の理解

質量放出が駆動されるメカニズムを解明するには、光球から星周エンベロープにかけて物質が加速され る領域の物理状態を観測的に明らかにすることが必須である。しかし、これまでの観測では感度と空間分 解能が不足しており、加速の現場を直接捉えることができなかった。この状況を打開するために、TMT などの 30 m 級望遠鏡と次世代の長基線干渉計を用いることで、赤色巨星や超巨星周辺で物質の加速が起 きている現場を空間分解した観測を行うことが必要である。また、ダストとガスを分離して詳細な加速 機構を明らかにするためには、高波長分解能の偏光観測が有効であり、ぜひ 2020 年代に実現させたい課 題である。

2 連星進化の理解

連星進化の最終段階である Ia 型超新星は、宇宙の鉄族元素の大部分を放出する重要な現象であるが、そ の親星の進化経路はいまだ解明されていない。異なる親星の連星進化経路によって異なる金属量依存性 が予想されるため、広視野の近赤外線衛星を用いた高赤方偏移超新星サーベイ観測を行い、超新星頻度 の金属量依存性を測定することが重要である。2015年にはブラックホール同士の合体からの重力波が直 接検出され、今後は大質量連星進化の最終段階であるコンパクト星合体を重力波によって直接観測する ことが可能となる。重力波源を電磁波で同定するためには、すばる望遠鏡による広視野サーベイと TMT による分光観測の連携が必須となる。また、中性子星・ブラックホールを含む連星系 (X 線連星)の位置 天文衛星による高精度観測・X 線衛星との連携観測・8 m 級の望遠鏡による時系列分光観測によって、こ のような天体の統計的性質を明らかにし、連星中性子星に至る進化経路の初期条件をおさえることも重 要である。

3 元素の起源の理解

超新星爆発は重元素の合成現場であるが、その爆発のメカニズムは謎につつまれている。2020年代には、 TMT による近傍超新星の空間分解観測や、中小口径から大口径望遠鏡を用いた爆発後1年以上におよ ぶ長期追観測を行うことで、超新星爆発の形状を測定することができる。これにより、数値シミュレー ションとの直接比較が可能となり、超新星爆発のメカニズムに迫ることができる。初期宇宙における超 新星爆発による元素合成の痕跡は、その後に誕生した低質量星の表面に残されているため、星の物質混 合や連星進化といった表面元素組成の変遷による影響を切り分けることで、宇宙初期の元素の生成・循 環過程を推測することが可能となる。また、超新星爆発は特に初期宇宙においてダストの供給源として 期待されているが、超新星が本当に十分な量のダストを供給しているかどうかはまだ明らかになってい ない。SPICA によって中間赤外線から遠赤外線の高感度観測が実現すれば、超新星爆発によるダスト供 給量を直接測定することが可能となり、初期宇宙におけるダストの起源を解明することができる。

3.9.2 2020年代の恒星物理研究

恒星は、宇宙の物質進化を担う最も基本的な要素である。恒星は星間物質を取り込むことで誕生し、内部での核融合反応によって重元素の割合を増加させ、その物質を星間空間へと放出している(図 3.82)。このプロセ



図 3.82: 宇宙の物質循環の模式図 (ⓒ植田 稔也)。左側が中・小質量星 (約8 M_{\odot} 以下)、右側が大質量星 (約8 M_{\odot} 以上)の進化を表している。白線は進化過程(実線は単独星、破線は連星、線の太さは進化の枝分かれの相対的な割合)を示し、黄線はダストの相対的な供給量を示している。青字はそれぞれの進化過程で質量放出される元素のうち代表的なものを例示している。進化過程の天体はすべて観測データである。

スの積み重ねにより、ほとんど水素とヘリウムのみで始まった我々の宇宙は、現在のような多くの元素に満ちた姿となっている。

恒星内部の物質は、なんらかの質量放出現象が起こらない限り再び星間空間に戻ることはないため、(1) 質量放出の理解が、宇宙の物質進化を理解する上での鍵となる。恒星の質量放出現象は、大まかには恒星風と爆発に大別され、すべての質量の星のほぼすべての進化段階で質量放出が起きていることが分かっている(図 3.83)。また、連星進化を経ることが鍵となる質量放出プロセスも多く存在する。例えば宇宙に存在する鉄の大部分は連星系にある白色矮星の核爆発(Ia型超新星)によってできたと考えられており、(2)連星進化の理解を抜きにしては、すべての物質の起源を明らかにすることはできない。すなわち、質量放出・連星進化の理解によって、初めて(3)元素の起源の理解が進むと言える。

2010-2020年代に恒星物理の分野にもたらされる最も大きな変化は、Gaiaの登場であろう [47]。Gaia は年 周視差を測ることにより、恒星までの距離を直接測ることを目的とした天文衛星である。恒星までの距離は、 恒星の明るさなど多くの物理量を求めるための基本的な情報であり、恒星進化理論の検証のために最も重要な 情報であると言える。1989年に打ち上げられた Hipparcos では、1 ミリ秒角の精度で約 10 万個の星の年周視 差が測定され、約 100 pc までの星の距離が測られた。しかし、銀河系内に存在する様々な恒星種族を考えれ ば、太陽系近傍に存在する限られた種族の天体だけを見ていたに過ぎない。

Gaia は約 10 マイクロ秒角の精度で約 1000 万個の星の年周視差を測定する予定で、これにより約 10 kpc ま での星の高精度な距離が得られるようになる。10 kpc は太陽系近傍だけでなく、銀河円盤から離れた領域の恒 星やハローの恒星までを多く含むため、様々な恒星種族に対する恒星進化理論を多角的に検証することが可能 となる。また、近くの天体であっても Hipparcos にとっては暗すぎた多くの白色矮星や褐色矮星に対して初め て年周視差を計測することが可能となる。様々な質量の星の多様な進化段階は Hertzsprung-Russell 図 (HR 図)

3.9. 恒星物理



図 3.83: HR 図上の各点における質量放出現象 (⑥植田 稔也)。それぞれのタイプについて、色は質量放出メカ ニズムとして考えられている物理過程、数字は質量放出率 (対数スケールで M_{\odot} /yr)を表す。中央対角線が主 系列星、上部破線が超巨星・巨星、中央下部実線が白色矮星を示す。色別された楕円で各種恒星風(とその母 天体)を示し、矢印と星形で各種爆発現象(とその母天体)を示している。現象の代表例の観測画像も合わせ て例示している。

上の異なる位置に現れるが (図 3.83)、2020 年代には銀河系内の様々な領域における詳細な HR 図、すなわち 「恒星進化のスナップショット」が既に完成していると言って良い。

2020 年代には、この「スナップショット」をつなぎ合わせるべく、HR 図上の各恒星がどのように活動し、 どのように物質を星間空間に放出し、次の時間ステップでどう進化しようとしているのかを理解することに焦 点をあてて、恒星物理の研究を発展させる必要がある。本章では、2020 年代に挑むべき恒星物理の未解決問題 を同定し、(1) 恒星の質量放出 (§3.9.3)、(2) 連星進化 (§3.9.4)、そして (3) 元素の起源 (§3.9.5) に関するサイ エンスケースを提案する。

3.9.3 質量放出の理解

およそ全ての恒星は、誕生質量より終末質量の方が軽い。これは、恒星が進化のいずれかの段階で質量放出 を行う事を意味している。誕生質量の大小に関わらず、恒星が「どの進化段階」で「どれだけの質量」の「ど のような物質」を「どのように放出」するかは、恒星がどのように進化し、どのような死を迎えるかを理解す る上で最も重要な要素の一つである。図 3.83 から明らかなように、質量放出は HR 図上ほとんどの領域で起 こっているが、そのメカニズムは星の温度や光度によって様々である。また恒星は星間物質を一定期間その内 部に取り込み、その間に内部での核融合反応によって金属量を増加させるため、宇宙での物質循環を考える時、 恒星の担う役割は非常に大きい。一旦恒星に取り込まれた物質は、何らかの質量放出現象が起こらない限り再 び星間空間に放出されることはない。そのため、恒星の質量放出現象は、宇宙の物質循環を理解する上で非常 に重要なボトルネックであり、常に宇宙物理の重要課題として認識されている。 中小質量星 ($\leq 8 M_{\odot}$) は、主系列においては太陽風や太陽フレアと似たメカニズムで、高速かつ放出率の低 い質量放出を行なうと考えられている。進化が進んで赤色巨星枝 (Red Giant Branch, RGB) あるいは漸近巨 星枝 (Asymptotic Giant Branch, AGB) に入ると質量放出率は4桁以上増加する。これらの段階の星の恒星風 では、固体微粒子 (ダスト)の役割が重要であると考えられ、1975年に Kwok[27] によってそのメカニズムが 提唱されて以来、定性的には以下のように理解されている。まず、光球・外層大気から分子に富むガスが放出 され、それが拡散・冷却していく過程でダストが形成される。このダストが星の光球からの輻射圧を受けるこ とによって動径方向の運動量を獲得し、ガスと相互作用することでガス流の動径方向の運動量が増幅され、全 体としてダストに富む恒星風として発達していく [18]。ガス成分の運動については、主に電波の CO 分子線を 用いた観測で、動径方向の分子ガス流の末端速度が10 km s⁻¹ から 20 km s⁻¹ ほどであることが知られている [15]。しかし、ほぼ静水圧平衡にある光球からどのようにしてダストが形成されうる低温の領域までガスが放 出されるのか、さらにどこで、どのようなダストが形成されるのかについて、いまだに直接的な観測はなされ ておらず、理論的理解も発展途上である。ダスト形成過程については「星間物質」の章 §3.8 で詳しく述べられ ているので、本章ではダストを含む恒星風について注目する。

高温 (\gtrsim 10,000 K) かつ高光度の大質量星 (\gtrsim 8 M_{\odot}) では、原子スペクトル線が受ける輻射圧で高速の恒星風 が駆動されていると考えられてきた。しかし最近になって、多くの大質量星が超新星爆発の直前に大規模な質量放出 ($0.1~M_{\odot}~{
m yr}^{-1}$ 以上) を行う可能性が示唆されている。この大規模な質量放出は定常的ではなく、むし ろ爆発的であり、その激しさから超新星爆発と誤認されることもあるほどである (supernova imposters, [63])。この特異な質量放出のメカニズム及び超新星爆発との関連は全く理解されていない。一方、大質量星の別の進 化段階である赤色超巨星では、低速だが密度の高い恒星風が観測される。この恒星風は先述の中・小質量星の 進化の末期段階である漸近巨星枝に見られる恒星風と似ている。しかし、ダストによる赤外超過がほとんど見 られない赤色超巨星でも質量放出を行なっていることから、ダストが受ける輻射圧以外の物理過程が働いてい る可能性があり、赤色超巨星の質量放出メカニズムは現状では全く不明である。

質量放出の理解が進んでいない主な理由は、以下のように考えられる。

1. 感度不足: 近年 ALMA によって窓がひらけ、例えばミラ (o Ceti) の星周を空間分解して観測した結果が 報告されるようになった [49]。だが、ALMA をもってしても感度が充分とは言いがたく、例えばマゼラン雲中 に存在する大規模質量放出星を観測するのにも膨大な観測時間を必要とするため、数多くのサンプルを得るの は現実的ではない。また、銀河系内天体の場合でも、空間分解した天体においては、星周殻の面輝度が r⁻² で 急激に減少するため、外側では感度不足が問題となる。質量放出の理解には、様々な環境に存在する (金属量 依存性)、様々な進化段階の、大規模から小規模まで、様々な規模の質量放出を行っている恒星を観測する必要 がある。

2. 空間分解能不足: 主に ESO の大型赤外干渉計 (Very Large Telescope Interferometer, VLTI) を用いた赤 外線干渉計観測から、恒星大気がどこまで広がっているか、等が徐々に明らかとなってきている [41; 42] (図 3.84)。しかし、現存の観測装置による中間赤外線より長波長での空間分解能は、最も近い質量放出星の星周エ ンベロープをやっと分解できる程度であり、TMT などの 30 m 級望遠鏡を用いても状況はさほど改善されな い。中間赤外域において星周エンベロープの最も内側の領域 (ダストが形成され、恒星風が加速される領域) を 空間的に分解するには、中間赤外域の干渉計装置 (例えば次期 VLTI 装置 [31]) が必要になる。

3. 時間分解能不足: 上述の干渉計の観測については、観測対象が脈動変光星である場合には大気の動きを 時間的に分解して観測したいが、干渉計の貴重な観測時間を専有する事は現実的ではなく、1変光フェイズを 全てカバーしたような観測はなされていない。また、中間赤外線より長い波長でのモニター観測も、これまで に数例しかなく、星周でガス相から固体相への相転移が起こる様子をとらえた観測例は無いと言って良い。

以下では、これらの状況を打破できるような具体的な観測提案を説明する。

高波長分解能・高空間分解能観測による恒星風速度場の決定

質量放出が駆動されるメカニズムを解明するには、光球から星周エンベロープにかけての、物質が加速され る領域の物理的特性を調べることが肝要である。最近10年の観測により、光球から星の半径の10倍以内の領



図 3.84: (左) VLT 単一鏡を用いたスペックル干渉観測によって得られた赤色巨星 L₂ Pup のディスクの回折限 界画像 (ⓒ大仲 圭一)。(右) VLT 単一鏡と大型赤外干渉計 VLTI を組み合わせて得られた開口合成画像。エッ ジオンダストディスクによって中心星の南半分が隠されているのがわかる [45]。

域の外層大気と星周エンベロープは従来考えられていたよりもはるかに複雑な構造をしていることが明らかに なってきた。赤外分光及び赤外干渉計観測で星の半径の 2–3 倍の領域には、温度が 1000–2000 K の密度の高い 分子ガスが存在することが明らかになった。しかも、この分子ガスはもっと温度の高い彩層プラズマと混在し ている [16]。これは、外層大気が非一様で複数の成分からなることを示している。さらに、星周エンベロープ も複雑な非球対称構造を示すことが最近の観測でわかってきている [22; 44]。非一様構造がどのようにして形 成されるのか、温度の低い分子ガスと温度の高い彩層プラズマがどのようにして混在できるのかは全くわかっ ていない。この複数の成分からなる非球対称な外層大気及び星周エンベロープの最も内側の領域における動力 学構造は、質量放出メカニズムを理解するための最も重要な手がかりであり、その複雑な構造ゆえ空間的に分 解して観測する必要がある。

動力学構造を空間的に分解して観測するためには、近傍の赤色超巨星や漸近巨星枝星でも 20 ミリ秒角以下 の空間分解能と $R = \lambda/\Delta\lambda = 10000$ 以上の波長分解能が必要になる。ミリ秒角の空間分解能を達成するには、 30 m 級の超大型望遠鏡に補償光学を装備するのが直接的なアプローチである。これにより波長 2 μ m におい て 15 ミリ秒角の空間分解能が達成される。最も視直径が大きい星の一つである赤色超巨星ベテルギウスの視 直径が 43 ミリ秒角であるので、星の半径の数倍に広がった外層大気、星周エンベロープを空間的に分解して 分光観測をすることができ、アウトフローが加速されていく様子を直接観測できる。特に、波長 2.3, 4.7 μ m の CO、1.1 μ m の CN、4 μ m の SiO は外層大気と星周エンベロープの分子ガス成分の動力学構造をトレース するのに重要である。一方、H α や Ca II (0.86 μ m)を使って彩層の構造を空間的に分解して調べることもでき る。分子ガス、彩層プラズマの動力学構造を空間的に分解して観測することは、温度の異なる成分がいかにし て形成され、混在しうるのかを解明するために必須である。ただし、視直径の大きな近傍の赤色超巨星、赤色 巨星は明るいので、30 m 望遠鏡で検出器が飽和しないように、強力な ND フィルター、ミリ秒オーダーの露 出時間を用いるなどの工夫が必要となる。

30 m 級大型望遠鏡と補償光学を用いることで星表面上の非一様構造についてもある程度知見を得ることができる。しかし、外層大気と星周エンベロープに見られる非一様構造と星表面における動力学構造の関係を明らかにするには、さらに高い空間分解能が要求され、高波長分解能をもつ赤外干渉計が必要となる。赤外干渉計では、光球面及び外層大気各点におけるスペクトルを取得でき、星表面と大気内の非一様構造の運動を直接捉えることができる (つまり、星を太陽のように観測することが可能となる)。実際、VLTI による赤色超巨星ベテルギウス、アンタレスの 2.3 μ m CO スペクトル線観測によって、空間分解能 10 ミリ秒角、波長分解能 R = 6000-8000 で恒星大気の空間的に分解したスペクトルを得ることが可能であることが示された [42; 43]。最長基線長が 100 m を超える赤外干渉計であれば 2 μ m で4 ミリ秒角の空間分解能を達成できる。このような高空間分解能、高波長分解能を備えた光学・赤外干渉計で観測することによって、大規模な対流セルや星の脈

動によって引き起こされた運動が光球と外層大気を伝搬していく様子を捉えることができ、質量放出の駆動源 を特定する上で重要な手がかりをもたらす。また、次世代 VLTI 装置 MATISSE [31] では、3–13 μ m にわたる 中間赤外域において 6 ミリ秒角 (3 μ m)の空間分解能で開口合成撮像観測が可能になり、従来の中間赤外域に おける空間分解能に比べて一挙に 10 倍以上高くなる。これにより、星周エンベロープの最も内側の領域にお けるガス成分の物理特性を空間的に分解して測定することができるとともに、ダスト形成の現場を直接捉える ことが可能となる。

高波長分解能偏光観測によるダスト流速の決定

進化の進んだ低温度星の恒星風のガス成分の運動については、上述の高波長・高空間分解能観測で理解が進 むと期待される。一方、ダストが星からの輻射圧を受けて、周りのガスを引きずりながら吹き飛ばされること で質量放出が起こるというシナリオを検証するためには、ガスとダストの相互作用を理解することが不可欠で ある。ダストとガスの相互作用のメカニズムは、ガス流体内でダストの進化をクラスターモデルで記述した数 値計算等によって機能することが示されているだけある [12; 26]。したがって、小中質量星からの恒星風ダス ト流速を観測的に明らかにすることは、宇宙物理の 40 年来の課題であると言っても過言ではない。

恒星風に含まれるダストの速度は、高分散偏光分光観測によって原理的には比較的シンプルに決定すること ができる。その仕組みをまとめると以下の様になる。中心天体から動径方向に流れる恒星風を考える。中心天 体からの輻射に輝線が含まれる場合(たとえば可視光域では Ha、近赤外域では Bry)、この輝線は恒星風ガス 流内を移動するダストによって散乱される時に、ダストの速度に応じてドップラーシフトする。中心天体から の輝線は特別な理由がない限り基本的に無偏光と考えることができるが、ダストによって散乱した輝線は散乱 角の向きに応じて偏光することになる。このようなダスト散乱を経た中心天体由来の輝線を偏光分光観測をし た場合、輝線の偏光成分と無偏光成分とを分離してスペクトルを得ることができ、偏光成分と無偏光成分の速 度成分の差がダストの速度ということになる。したがって、恒星風内のダスト流速を観測的に測定するために は、ダストの速度を偏光成分と無偏光成分の輝線速度の差として求めることができる程度の高分散偏光分光が 必須条件ということになる。この技術的なハードルが、ダスト流速の決定が 40 年来の問題となっている要因 である。

近年になり、すばる望遠鏡でこの偏光分光観測の手法が用いられ、スターバースト銀河から数百 km s⁻¹ か ら数千 km s⁻¹ という速度で噴き出す超銀河風内のダスト速度の計測が実現した [69]。中小質量星からの恒星風 内のダスト流を測定するためには、(ガス成分の観測結果から予想される)数 km s⁻¹ のオーダーの偏光成分と 無偏光成分の輝線速度差を検知しなければならず、そのためには $R = 10^{5-6}$ の波長分解能が必要となる。2020 年代には、ダスト流速を観測によって確定し、ガスとダストの相互作用におけるカップリングの度合いに制限 を与えて、数値計算の精度の向上を図るというサイエンスを提案したい。

この提案では、充分な面輝度感度を確保することと高分散偏光分光以外に特殊な要求は無い。現行の8m級 大型望遠鏡でも不可能ではないが、ターゲットが明るい天体に限られるので、それ以上のサイズの超大型望遠 鏡での観測が可能になればサンプル数を増やすことができる。天体のフラックスが必要なので視野は広い必要 はなく、空間分解能も現行で充分である。大口径化でフラックスが確保できれば、中心星から数秒離れた星周 殻内でのダストの散乱光を観測することも可能になる。ただし、ダストによる散乱光は暗く(およそ24 mag/ 平方秒)、中心星と星周殻の面輝度比は 10⁵⁻⁶ になる場合もあり、チャレンジングな観測であることは間違い ない。

広視野面分光での星周殻内ガス・ダスト成分同時観測

現在各地の8m級望遠鏡で面分光観測装置(Integral Field Unit)が立ち上がってきている(例えばESO/VLT の MUSE [4])が、星周殻を一度にカバーできる広視野観測が可能になると、「どこ」で「なに」が「どのよう に」分布しているかを一度の観測でプローブすることが可能になる。これまでは、ある波長での撮像、もしく は特定の空間領域(スリットやアパーチャー)に限られた分光を何度も繰り返す必要があったが、面分光観測
装置はカバーする空間領域と波長領域からなるデータキューブを一度の観測でもたらし、その必要部分を切り 出してくることで各種輝線の空間分布、速度分布を同時に得られる。従って、輝線が複数あれば、それぞれの 輝線の速度場分布が求まり、ライン比からガス量の空間分布を求めることができる。さらに、ガス輝線とダス ト輝線を同時に観測すれば、最終的にはガス・ダスト比の空間分布を観測的に確定することもできる。

超新星爆発を起こす大質量星の進化と質量放出の解明

太陽の約8倍以上の質量を持つ大質量星の多くは、 その進化の最終段階に超新星爆発を起こす。爆発に よって膨大なエネルギーが星間空間に注入され、恒 星進化の過程で合成された元素が宇宙空間にまき散 らされる。また、銀河の星形成活動は紫外域の観測 によって大質量星の数から見積もられるため、大質 量星の理解は銀河の理解にも必要不可欠である。こ のように、大質量星は宇宙の様々な場面で重要な役 割を果たしており、大質量星がどのように進化し、爆 発に至るかを正確に理解する事は重要な課題となっ ている。今後、GaiaやJASMINEによって、多くの 大質量星の距離、温度、光度などの基本的パラメー タが測定されれば、大質量星進化の初期状態が正確 に決定されるものと期待されている。これによって 2020年代には、中心水素燃焼後の大質量星進化、特



図 3.85: 質量放出の大質量星進化への影響 (©守屋 尭)。

に大質量星がどのような状態で爆発するのかについての研究をより発展させることが可能となる。

大質量星がどのような状態で爆発するのかを決める最も重要な要素は質量放出である。星は中心水素燃焼を 終えると表面温度が一気に低くなるためダストが形成されやすくなる。その後、星の中心核の重力収縮によっ て中心での核融合が活発化し、星の光度が増すことで質量放出を活発に行うようになる。図 3.85 に示すよう に、このときの質量放出率によって、爆発時の大質量星の状態は大きく影響される [37]。しかし、質量放出率 の不定性は大きく、例えば、外層の振動不安定性のために質量放出が現在考えられているよりも大きくなる可 能性が指摘されている [68]。また、近年の観測によって、多くの大質量星がその爆発の直前 (数年前以降) に非 常に大規模な質量放出 ($0.1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 以上)を行っている事が判明し始めている [40]。理論的には、このように 大規模な質量放出を起こす大質量星はすぐには爆発しないと考えられてきたため、理論と観測の間に明らかな 矛盾が生じてしまっている [28; 13]。

大質量星の質量放出の理解を大きく進展させるためには、大質量星が爆発を起こすまさにその時の状態を 正確に捉えることが必要である。図 3.85 に示した通り、質量放出の違いにより爆発時の大質量星の状態は大 きく異なる。すなわち、爆発した大質量星の状態が正確に分かれば、それを元に大質量星がどの程度質量放出 を経験したかを推察する事ができる。しかし、宇宙に存在する無数の星のうち、どの星が数年以内に爆発を起 こすのかは知り得ない。このため、より多くの星の状態を記録しながら爆発を待つ必要がある。また、爆発直 前に謎の大規模質量放出を起こす大質量星の明るさは爆発数年前から大きな増減光を起こす事が分かっている [40; 46]。2020 年代には、星が爆発する直前の状態を明らかにするために、広視野大望遠鏡により多くの星を 定期的に観測し、超新星爆発と爆発する以前の質量放出現象の両方を捉えるような観測を行うべきである。

3.9.4 連星進化の理解

宇宙に存在する天体の約半数は連星系をなしていると考えられており [10; 52]、連星進化の理解は、質量放 出の理解とともに、恒星進化を記述するために欠かせない要素の一つである。また、連星系中の恒星はその質 量を正確に決定できることから、古くから恒星進化の検証に用いられてきた。さらに、連星進化は宇宙の元素



図 3.86:本節で議論されているテーマを中心にした、連星進化経路の模式図 (ⓒ山口 正輝)。CE は common envelope (共通外層)、CV は cataclysmic variable(激変星)を表す。その他の略語は文中を参照のこと。

の起源とも深く関連しており、宇宙の鉄族元素の起源である Ia 型超新星や、金・銀・プラチナなどの起源とし て注目を集めている連星中性子星合体は、どちらも連星進化の最終段階である (図 3.82)。宇宙におけるこれら の爆発現象の頻度は連星進化の物理によって大きく影響されるため、連星進化の理解は様々な分野に波及する 重要なテーマであると言える (図 3.86)。

連星進化の中で最もその物理素過程が不明なのは、共通外層段階 (common envelope phase) である。共通外 層段階では、連星の片方の星が進化の最終段階に達して膨張し、相手の星を飲み込んだ状態にある。共通外層 段階を理解するためには、その前後で連星双方の質量または連星軌道要素がどう変化するかを観測的に明らか にすることが必要不可欠である。特に大質量星では、ブラックホールや中性子星を含む連星系である X 線連星 が、その後の共通外層段階、さらにはコンパクト連星 (ブラックホール/中性子星からなる連星系) への進化の 初期条件となる。さらに近年、コンパクト連星系へと進化しない経路として理論的に予想された天体の候補が 発見された可能性もあり [29]、共通外層段階の終状態、さらには共通外層段階中の天体の直接観測にも手が届 きつつある。また、2015 年には Advanced LIGO によって連星ブラックホール合体からの重力波が直接検出さ れ、今後は重力波による大質量星連星の最終状態の観測も可能となる。

X線連星系の伴星同定と軌道要素の決定

連星系のなかでも、高密度星 (ブラックホール、中性子星、白色矮星) と恒星からなる近接連星系は、伴星か ら高密度星への質量降着により X 線を放射し、「 X 線連星」と呼ばれている。X 線連星のうち、大質量 X 線連 星 (high-mass X-ray binary; HMXB) は星形成領域に多く存在し(図 3.87)、一方、小質量 X 線連星系はバルジ や球状星団など星の密度の高いところに多く存在している。X 線連星は、高エネルギー降着現象の現場として も興味深いが、恒星進化の観点からも興味深い天体である。例えば、大質量 X 線連星のうち B 型巨星の多く は、高密度星 (主に中性子星)の前身であった恒星から質量 (角運動量)を供給されることで高速回転するよう になったと考えられており [48]、これがその後の進化経路を決める重要な要素の一つになっている。また、超 巨星が伴星である大質量連星系は B 型巨星のそれより軌道が円に近いものが多く、パルサーの周期の割に軌道 周期も短い傾向にあることから、共通外層段階を経ているのではないかと示唆されている。 近年、X線天文衛星による全天サーベイ/モニターによってX線連星の発見数は飛躍的に伸びてきており、 天の川銀河だけではなくマゼラン星雲やM31においても同定が進んでいる[34;66]。しかし、X線連星の理解 がそれに比例して進んでいるとは言い難い。なぜなら、X線連星の多くは銀河面など星間物質による減光を大 きく受けているために、可視・赤外線では暗く(V>20 mag)、伴星の特定が容易ではないからである。そのた め、大質量X線連星の伴星の統計的性質はまだ明らかになっていない。例えば、以前は 60-70%を占めると考 えられていた Be 巨星の割合も、近年では超巨星と同程度だと言われている。また、小質量X線連星に至って は、現在知られている 105天体の内、半分以上の 67天体のスペクトル型が未同定という状態である。

2020年代には次世代の X 線望遠鏡により、さらに多く の X 線連星が発見されると予想されている。このような X 線観測の進歩を最大限に生かすためには、TMT のような 30m 級望遠鏡を用いた高分散分光が必要不可欠である。例 えば、可視光 (V > 20)・近赤外線 (H > 19)で分光ができ るようになると、これまで伴星が未同定だった小質量 X 線 連星のうち、約 80%程度の伴星を同定することが可能とな る。これにより、低質量・大質量 X 線連星ともに、その進 化段階の詳細が明らかになり、質量輸送機構の解明につな げることができる。

近接連星系の軌道要素決定には、食や視線速度が主に用 いられてきた。これまでの観測により、超巨星を伴星に持つ 大質量 X 線連星の軌道周期は日スケールであること分かっ ている。一方で、小質量 X 線連星の軌道周期は半日のもの が大半を占める。そのため、軌道要素の決定には世界中の 可視・近赤外望遠鏡群が連携してリレー観測を行うことが 必至である。また、このようなリレー観測は、連星系にお ける変動現象をカバーすることにも威力を発揮する。さら



図 3.87: 天の川銀河における大質量 X 線連星 系 (filled star (青)、スペクトル型が分かってい るもの) と星形成複合体 (open circle (緑))の分 布。[9] より抜粋 (掲載許可取得済み)。

に、昼間でも観測が可能な電波や天文衛星が主力の X 線との同時観測も極めて有効である。

また、従来の手法に加え、2020 年代に可能となる全く新しい可能性として、位置天文衛星の活躍による軌道 要素の直接決定が挙げられる。特に、視線速度変化の振幅の小さく、スペクトルが輝線で占められている大質 量 X 線連星においては、可視・赤外線では伴星の変動の影響を大きく受けるために視線速度による軌道要素の 決定が難しい。これに対して、Gaia や JASMINE といった位置天文衛星によって、精度の高い位置測定がも たらされれば、軌道要素に強い制限を与えることができる。さらに、大質量 X 線連星の多くは楕円軌道をもっ ており、ブラックホールや中性子星が誕生した時、つまり親星が超新星爆発を起こした時に受けたキックの影 響を保持していると考えられている [32]。X 線連星系の軌道を統計的に調査することで、キックの方向、速度 に制限がつけられ、重力崩壊型超新星爆発の爆発のメカニズムにも制限が与えられる。

共通外層段階の現象解明に向けた TZO 様天体の探査

連星進化において最大の謎の一つである共通外層段階を理解する鍵は、特殊な赤色超巨星にあると考えられる。大質量星連星の片方が超新星爆発を起こして中性子星となった (X 線連星)後、一部の連星では伴星の主系列星のほうが進化して赤色超巨星となる。その際、赤色超巨星は中性子星をその内部に取り込み共通外層を形成し、このときに中性子星を内部に含む赤色超巨星が形成される可能性がある (図 3.88)。

こうして形成される天体は、理論的に存在が予測されている Thorne-Zytkow Object (TZO) とよく似てい る。TZO とは、赤色超巨星の核にある電子縮退コアが中性子縮退コア (中性子星と同程度の大きさ) に置き換 わった理論上の天体である [59]。半径は 10³ 太陽半径程度、表面温度は 2700 K 程度であるので、M 型の赤色 超巨星として観測されると考えられる。エンベロープは対流で熱輸送をしており、コアの表面で生成される元 素を表面まで運ぶことができる。そのコア表面では通常の赤色超巨星と同様にシェル核燃焼を起こしているが、 コアがコンパクトなため温度が10⁸⁻⁹ K と高い。したがって、通常の赤色超巨星では生成されない元素も生成 される。例えば、Rb、Br、Y、Zr、Mo、Nb などが多く生成され表面へと運ばれる [7]。実際、ある赤色超巨 星に対して Rb I、Mo I の超過が検出された [29]。

この原理によって、表面の組成から共通外層段階にある連星を直接 観測できる可能性がある。中性子星を含むX線連星から共通外層段 階に入った連星は、赤色超巨星が中性子星を取り込んでいるという構 造をなしている。そのため、TZOのコア付近で起こるシェル核燃焼 が赤色超巨星内部(中性子星表面)で実現していると考えられる。こ うしてできた元素が対流によって表面まで運ばれると、TZOと同様 にその元素による吸収線が観測できるはずである。このような元素の 吸収線(Rb I、Y II、Zr I、Mo I など)が観測される天体を詳細に観 測することで、共通外層段階の物理の解明につなげることができる。

2020年代に実現可能と考えられるのは、この「TZO様天体」の探 査である。そのためには、可能な限り多くの赤色超巨星のサーベイ、 そして効率の良い分光をする必要がある。赤色超巨星のサーベイは、 TZO様天体の候補星を増やすために必要であり、それには現在稼働 中の Gaia が適している。すばる/PFS のような大口径望遠鏡を用い た広視野多天体分光により、このようなサーベイで発見された候補を



図 3.88: TZO 様天体の模式図 (企山 口 正輝)。中性子星が赤色超巨星の内 部に取り込まれている。

ー網打尽に分光同定できれば、共通外層段階の理解が飛躍的に進む。複数個のTZO様天体が同定されれば、その数から共通外層段階にいる期間が推測できる。共通外層段階の期間は、ヘリウム星と中性子星の連星になるまでの期間と関連するため、中性子星合体の頻度を推測する上で極めて重要な量である。

Ia 型超新星親星の解明

Ia 型超新星は、宇宙の距離指標として用い られ、ダークエネルギーの発見をもたらした 重要な天体である。Ia 型超新星は白色矮星を 含む連星系において、白色矮星がチャンドラセ カール限界質量に達することにより起こす爆 発であると考えられているが、その伴星が白色 矮星なのか (double degenerate モデル)、赤色 巨星または主系列星なのか (single degenerate モデル) は不明である。Ia 型超新星の親星進 化経路はこれまで、近傍 Ia 型超新星の親星進 化経路はこれまで、近傍 Ia 型超新星の線発前 の星の探査 [30]、過去の銀河系内 Ia 型超新星 の伴星の直接探査 [51; 20; 23]、星形成から爆 発までの遅延時間分布 [61]、など複数の手法 で研究が進められているが、いまだ明らかに なっていない。

2020年代の光赤外観測において、進展が期待されるのは、(1)近赤外線広視野撮像観測に



図 3.89: Ia 型超新星の発生頻度。青点が HST/CANDELS に よる最遠方 (*z* = 2.25) 発生頻度の測定 [50]。広視野近赤外線 衛星による 100 平方度のサーベイ観測を行うことで、*z* > 2 において数百の Ia 型超新星が発見され、統計的な誤差は非 常に小さくなる (*z* = 2.0-2.6 の 4 点 (赤))[24] (掲載許可取 得済み)。

よる、高赤方偏移 (z > 1.5) における Ia 型超新星発生頻度の決定、(2) 極近傍 (距離 < 10 Mpc) 銀河における Ia 型超新星の爆発前の親星システムの同定、(3) および 30 m 級望遠鏡による過去の銀河系内 Ia 型超新星伴星 候補天体の同定である。

(1) については、広視野近赤外線衛星によって 100 平方度にわたる深宇宙探査における超新星探査を行うこ とで、z~2の Ia 型超新星が数百天体検出されることが期待される (図 3.89)。これにより、Ia 型超新星発生の 金属量依存性 [24] が初めて明らかになり、親星システムにおける白色矮星への質量降着の物理がより詳細に明らかになると期待される。一方、(2) については、10 Mpc 以内の近傍銀河で超新星が数年に1天体程度発見されるため、それらの銀河に対して、紫外線、可視、近赤外線にわたる広い波長範囲で高空間分解能撮像観測を事前に行っておくことで、Ia 型超新星として爆発した星を同定することができる。特に、白色矮星の伴星を同定するという意味では、広い波長範囲での観測が必要となり、赤外線での観測が重要となる。28 mag (AB 等級) 程度の深さのデータを波長 1–2 μ m 帯で取得しておくことにより、回帰新星 U Sco タイプ以外の伴星は全て検出可能となり、U Sco タイプであっても 400 kpc 以内であれば検出可能である。(3) については、8 m 級望遠鏡では感度が足りなかった暗い星まで分光観測が可能となり、伴星の証拠をもたらすか、もしくは理論モデルへの制限を強めることが期待される。

連星中性子星合体のマルチメッセンジャー観測

大質量星の連星系のうち、ある割合は連星中性子星へと進化すると考えられている。連星中性子星は重力波 を放出して軌道を縮め、最後には合体する。合体の際に放出される重力波は、重力波望遠鏡 (Advanced LIGO, Advanced Virgo, KAGRA) の最も重要なターゲットの1つであり、今後切り開かれる新しいサイエンステー マである。実際、2015年には Advanced LIGO が連星ブラックホール合体からの重力波を直接検出し、重力波 天文学がついに幕をあけた。これらの重力波望遠鏡が最終的な目標感度に達すると、約200 Mpc 以内の連星 中性子星合体からも重力波が捉えられると期待されており、その数は1年に約10イベント程度だと考えられ ている [1]。しかし、連星進化の理解の不足により、このイベント数には1-100イベント yr⁻¹程度の不定性が 残っている。重力波観測によって実際の合体イベントの頻度を測ることができれば、大質量星連星進化の最終 段階を押さえることができ、連星進化経路への強い制限となる。

重力波の検出だけでは、重力波源の位置を 100 平方度程度でしか決定できないため、連星中性子星合体の 観測研究を切り開くためには、重力波天体が放つ X 線、可視光、赤外線、電波などの電磁波を検出すること が必要不可欠である。連星中性子星合体は、合成された r プロセス元素の放射性崩壊エネルギーで電磁波放射 をすると考えられており、「kilonova」と呼ばれている (図 3.86)。kilonova の予想される明るさは 200 Mpc で i = 23 - 25 mag, J = 22 - 24 mag (AB 等級) 程度であり [58]、これを捉えるには、可視光では 4-8 m の広視 野望遠鏡、近赤外線では 2 m 級の広視野サーベイ衛星が必要である。さらに、検出された突発天体が連星中性 子星合体であると同定するには分光観測が必要であり、これには TMT などの 30 m 級望遠鏡が必要である。

また近年、連星中性子星合体は、r プロセス元素の起源としても注目を集めている (r プロセスに関しては次節を参照)。r プロセス元素は、超新星爆発によって合成されると考えられてきたが、標準的なニュートリノ加熱メカニズムで超新星爆発が起きるとすると、r プロセス元素合成が起きにくいことが分かってきている [64]。一方、連星中性子星合体では、中性子が大量に存在するため、間違いなくr プロセスが起き [65]、もし、1 イベントあたり $10^{-2} M_{\odot}$ のr プロセス元素が放出され、200 Mpc 以内の宇宙で年間 10 イベントの連星中性子 合体が起きているとすると ($\sim 10^{-4}$ 回 yr⁻¹ galaxy⁻¹)、銀河系のr プロセス元素量 ($\sim 10^4 M_{\odot}$) を説明できる量となる。これらの量は現在観測的に不定だが、2020 年代の連星中性子星合体の重力波 + 電磁波の「マルチメッセンジャー観測」によって、(a) 重力波検出から合体イベントの頻度,(b) 電磁波観測から 1 イベントあた りの元素放出量の両方を計測することで、連星中性子星合体がr プロセス元素の起源となり得るかを観測的に検証することができる。

3.9.5 元素の起源の理解

水素・ヘリウムと少量のリチウムから構成されるビッグバン後の宇宙では、密度揺らぎに起因する重力不安 定でガス雲が収縮し初代星が生まれた。その質量分布については、現在活発な理論的研究が行われているが、 そのうち約8 M_☉ 以上の星では、内部で核融合反応が起こり、水素、ヘリウム、炭素、ネオン、酸素、シリコン の各燃焼段階を経て、より重い元素が合成される。これらの星内部で合成された元素は初代超新星として星間 空間に放出され、周囲の水素・ヘリウムと混合し、次世代の星の原料となる。宇宙初期に形成された星であっ ても星形成時の質量が太陽の 0.8 倍以下であれば、その寿命は宇宙年齢より長くなる。これら低質量星は、金属量の少ない星(金属欠乏星)として現在の宇宙で実際に観測されており、宇宙初期の化学進化を今に伝える 天体として貴重な研究対象となっている(初代星超新星の直接観測に関しては「初代天体と再電離」の章 §3.4、 銀河間物質を使った検証に関しては「銀河進化と構造形成」の章 §3.5 を参照のこと)。

鉄族元素より重い元素は主に中性子捕獲反応で合成され、中性子捕獲元素と呼ばれている。中性子捕獲過程 にはsプロセスと呼ばれる中性子照射が β 崩壊よりもゆっくり起こる過程とrプロセスと呼ばれる中性子照 射が β 崩壊よりも早く起こる過程の二通りのプロセスが考えられている。このうち、バリウムや鉛の起源で あるsプロセスは恒星内部で起こることが知られている。sプロセスで必要な中性子源には $^{13}C(\alpha,n)^{16}O$ と $^{22}Ne(\alpha,n)^{25}Mg$ の二つの反応があり、前者は主に中小質量で、後者はより重い AGB 星や大質量星で起こると 考えられている。しかし、このどちらの反応でも星のモデルに対する依存性が無視できず、最終的に星間空間 に放出されるsプロセス元素の量には大きな不定性がある。金や銀などのrプロセス元素の起源に関しても、 前節の通り決着がついていない。

また、様々な質量放出や爆発現象によって恒星から放出された重元素の一部はダストに凝縮する。ダストは、 その表面上での水素分子形成やそれ自身の熱放射を通して星間ガスを効率良く冷却するため、次世代星の形成 に重大な影響を与える。特に、赤方偏移が5を越える宇宙初期では、中小質量星が進化してダストを供給する までの十分な時間がないため、超新星爆発でのダスト形成が重要となるが、超新星爆発でのダスト形成に関し ては多くの未解決問題が残されている。

本節では、宇宙における元素とダストの起源を解明するために 2020 年代に推進すべき、超新星爆発の爆発 メカニズム、超新星爆発におけるダスト形成、第一世代星の探査および金属欠乏星・宇宙化学進化に関するサ イエンスケースを提案する。

超新星爆発メカニズムの解明

これまで 50 年以上にわたって、重力崩壊型超新星の数値シミュレー ションでは爆発を再現することができなかったが、近年この状況は大き く変わりつつある。多次元のニュートリノ輸送や対流の効果を取り入れ た最新のシミュレーションでは、観測されている重力崩壊型超新星に比 べると爆発のエネルギーは少し小さいものの、衝撃波が外側へ進み続け ることが確認されている [56]。2020 年代には重力崩壊型超新星の第一原 理計算と実際の観測を直接比較することが可能になると考えられる。重 力崩壊型超新星においては、爆発の非球対称性が本質的に重要であると 考えられており、超新星爆発の爆発形状を引き出すような観測が特に重 要となる。

爆発形状を観測する手段としては、(1) 超新星爆発から一年程度経過 した時期の分光観測、(2) 偏光分光観測、(3) 近傍超新星爆発や超新星残 骸の高空間分解観測、が考えられる。これらの観測研究は 2010 年代に も行われてきたが (それぞれ、1:数10 例程度、2:10 例程度、3:数例程 度)、TMT のような 30 m 級望遠鏡の集光力を生かすことでより暗いサ



図 3.90: 超新星爆発の三次元シ ミュレーション [56] (掲載許可取 得済み)。

ンプルまで観測が可能となる。また、遠方の超新星爆発を用いた赤方偏移進化や本質的に暗い超新星爆発を用いて、その元素組成分布や爆発形状と超新星の明るさの関係に制限を付けることもできる。さらに TMT では、 AO を用いた高空間分解能観測や、現在の8m級望遠鏡では困難な近赤外線を用いた観測も可能となり、より 詳細な爆発形状の観測が可能となる。

以上のような集光力を要求される観測のほかに、明るさが時間的に変化する超新星爆発の研究には、様々な 口径の望遠鏡を用いた、爆発直後からの継続的な観測も必要不可欠である。1 m 級望遠鏡での超新星探査、爆 発後一ヶ月から半年以内の2 m、4 m 望遠鏡による撮像・分光追観測、爆発一年後から数年後までの8 m、30 m 望遠鏡による撮像・分光追観測、と発見直後から数年後までをカバーすることにより、シミュレーションから 予言される光度曲線の進化と元素組成分布とを観測から検証することが可能になる。そのためには、超新星爆 発発見直後の ToO 観測に対応できる多数の4m以下の望遠鏡が必要であり、それらの望遠鏡の占有性、機動 性が求められる。

超新星爆発時におけるダスト形成

重力崩壊型超新星は、AGB 星とともに星間ダスト の主要な供給源であり、特に宇宙初期では支配的な 役割を果たしていたと考えられる。超新星では、爆 発時に放出された重元素ガスが、膨張による温度の 減少に伴い爆発後数 100 日から固体のダスト微粒子 へと凝縮する。ダスト形成の理論モデル計算は、1 回 の超新星あたり 0.1 から 1 M_{\odot} のダストが形成され ると予想しており [60; 38]、また銀河のダスト化学進 化計算からも宇宙初期のダスト量を説明する上では、 0.1 M_{\odot} 以上のダストが超新星から供給される必要が あることが示されている [11]。

これらの理論的研究と並行して、赤外天文衛星 Spitzer や「あかり」によって近傍銀河で発生した重 力崩壊型超新星の後期観測、及び銀河系内の若い超 新星残骸の観測が精力的に行われてきた。その結果、 10 天体ほどに対して爆発時の放出ガス中で凝縮した



図 3.91: 重力崩壊型超新星の爆発後の時間に対する赤 外線観測から見積もられたダスト形成量。中間赤外線 の観測から得られたものは黒丸、遠赤外線の観測から のものは白丸で示される。斜線の領域は、ダスト形成 の理論モデル計算からの予測 (で野沢 貴也)。

であろうダストからの熱放射が捉えられたが、見積もられたダスト形成量は 10^{-5} から 10^{-3} M_{\odot} であり [25; 35]、 宇宙初期のダスト量を説明する上で大幅に足りなかった。この少ないダスト形成量はしばらくの間大問題とさ れてきたが、その後の Herschel を用いた遠赤外線の観測により、Cassiopeia A, Crab nebula, SN 1987A の若 い超新星残骸中で 0.1 M_{\odot} 程度の低温ダストの存在が明らかとなり [5; 14; 33]、超新星は実際に大量のダスト の生成工場であることが示された。特に SN 1987A については、ALMA による高空間分解能のサブミリメー 夕観測によって、およそ 0.5 M_{\odot} のダストからの熱放射が空間的に分解され、爆発時に放出された重元素に富 んだガス中でこれらのダストが形成されたことを確定づけた [21]。

これらの進展にも関わらず、超新星でのダスト形成には多くの課題が残されている。まず第一に、上で示したように爆発後数年の中間赤外線から見積もれらたダスト量と若い超新星残骸の遠赤外線からのダスト量は数桁も異なっており、この差についての本質的な説明はなされていない。すなわち、 $0.1 M_{\odot}$ 程度のダストが実際に爆発後数年で形成されるのか(大きな光学的厚みの効果やダスト温度の減少の結果として、中間赤外線ではダスト量を過小評価している可能性がある)、または $10^{-3} M_{\odot}$ 程度のダストが10 年以上のタイムスケールに渡って形成し続けながら $0.1 M_{\odot}$ まで到達するのかは、依然として論争中である。また、形成されるダストの組成・サイズについても観測からはほとんど制限されていない。超新星で形成されたダストは、その後超新星内部を伝搬する逆行衝撃波によってその一部が破壊されると期待されるが[39]、ダストの破壊効率はダストの組成やサイズ分布に依存する。それゆえ、どれほどの量のダストが生き残って星間空間に放出されるかを明らかにするためには、ダストの組成やサイズ分布の情報が不可欠である(形成されるダストのサイズの理論的な考察については「星間物質」の章 §3.8 を参照)。

形成されるダストの組成については、星間ダストの主要成分であるシリケイト質と炭素質ダストの量比を決 定すべきである。このためには、ダスト熱放射の連続光とともに 10 μm と 18 μm にあるシリケイトに特有な フィーチャーを捉えることが重要であり、中間赤外線での低分散分光が必要とされる。ダストのサイズの情報 は、ダストによる超新星放射の減光量の波長依存性から抽出しなければならず、それゆえ紫外可視光から近赤 外線での分光観測が要求される。またダストの形成時期を特定するためには、爆発後3年から 10 年程度まで の長期観測が必須であるが、超新星が5 Mpc のごく近傍で起こったとしても、現在の観測機器では爆発後3年 程度までしかフォローできない。超新星は時間に対して指数関数的に暗くなることを踏まえると、爆発後 10 年までフォローアップするには、可視域で 1–10 nJy の感度が必要となる。また、0.1 M_{\odot} かつ 50 K の温度(及び 10⁻⁴ M_{\odot} かつ 150 K)のダストから熱放射を検出するためには、5–100 μ m の波長に渡り 0.01 mJy の感度が要求され、これは SPICA によって実現される [57]。

第一世代星の探査および金属欠乏星の起源の解明

第一世代星の探査はこれまでにも精力的に行われてきた が、確実な存在の証拠は得られていない。宇宙年齢と同程 度の寿命を持つ第一世代星が実際に誕生し、かつ近傍宇宙 において観測可能かどうかという点でも答えはまだ出てい ない。一方、第一世代星の候補天体とも言える、金属量が極 めて少ない ($[Fe/H] \leq -5$) 星は現在までに 5 つほど発見さ れており (図 3.92)、これらの天体のうち 4 つが恒星表面で 大きな炭素過剰を示していることが知られている (Carbon-Enhanced Metal-Poor stars、以下 CEMP 星)。これらの星 の起源として、進化した中小質量星 (AGB 星) との連星間 質量輸送 [53]、第一世代星の特異な超新星爆発 [62]、高速 回転している大質量星 [36] などが提案されているが、どの シナリオが正しいのか決着がついていない。

超金属欠乏星(表面の鉄組成が太陽の数百分の一以下で ある星)は宇宙初期における星形成の観点からも注目を集 めており、現在まで残存する低質量な第一世代星が形成可 能かどうかという論争が長く続いている。星形成のシミュ レーションでは、第一世代星の典型的な質量は $1M_{\odot}$ 程度 から $1000M_{\odot}$ 以上までにわたっており[17; 19]、確立され た理論はまだ無い。観測的には、これまで $100M_{\odot}$ を超え



図 3.92: 銀河系内で観測された金属欠乏星の鉄 組成と見かけの等級 (ご須田 拓馬、SAGA デー タベース [54] を利用)。 filled circle (青) は炭 素過剰星を、open square (灰) は炭素過剰が 確認されていない星を表す。内側の数字は金属 量幅、等級幅にある星の個数を表す。

る星の起こした超新星爆発(電子対生成型超新星または巨大質量星の重力崩壊型超新星)による元素合成の兆候 はないと言われてきたが、2014年にSEGUE,Subaru/HDSによって初めてその影響を示唆する観測結果が得 られ[3]、今後の金属欠乏星探査観測によってその初期質量関数に制限が与えられるだろう。また、周囲の大質 量星からの輻射による影響や星形成過程における特殊な条件などで低質量星が誕生する可能性も指摘されてお り[55]、今後も研究の進展が期待される。一方、低質量星形成の条件として、鉄だけで無く CNO も含めた重 元素量を考慮する必要性について議論されるようになり、宇宙初期のダスト形成に関連した研究などが活発に 行われている[8]。

これまでの金属欠乏星探査の結果、最も鉄組成の少ない星だけでなく、超金属欠乏星は炭素過剰を示す星の 割合が大きく、金属量が少ないほどその割合が大きくなる傾向にある。([67]、図 3.92)。また、炭素過剰な金 属欠乏星 (CEMP 星) は少なくとも二種類に分類できることが知られている。一つは、*s*プロセス元素(主に Ba)の増大を示す星(CEMP-*s*星)であり、もう一つは Baの増大が見られない星(CEMP-no 星)である[6]。 CEMP-*s*星は、AGB 星からの連星間質量輸送によって組成変動を受けたと考えられているが、CEMP-no 星 の起源についてはまだ共通の理解には至っていない。

CEMP-no 星の起源は、宇宙初期における連星形成・進化に関する重要な問題提起を含んでいる。CEMP-s 星と CEMP-no 星の比率が金属量が小さくなるほど小さくなり、特に $[Fe/H] \leq -3.5$ では CEMP-no 星が支配 的となる [2]。もし、CEMP-no 星が連星間質量輸送以外に起因する (超新星爆発での元素合成など)のであれ ば、なぜ低金属量領域で連星間質量輸送を起こすチャンネルが消失しているのかを説明しなくてはならない。 逆に、CEMP-no 星が連星間質量輸送に起因するのであれば、低金属量領域の AGB 星において s プロセス、あ

るいは質量放出に何らかの違いが生じていることになる。また、CEMP-no 星の割合が変化する金属量はどの ような物理的意味を持つかについても説明がなされなければならないであろう。

特異な元素組成を持つ金属欠乏星の起源についても未解明の問題が残っている。例えば、主系列段階にいる 星において Li の表面組成が、金属量が小さいほど減少する傾向が見られる。これは、低質量星の表面では一定 値を取るものと考えられてきた従来の見解に変更をもたらすものであり、ビッグバン元素合成による理論予測 との乖離をますます大きくしている。また、Mg や Ca といった α -元素の組成が他の平均的な金属欠乏星とは 大きく異なる星の存在や、低金属量領域で Sr と Ba の元素組成比が大きくなる傾向、Eu といった r プロセス 元素のばらつきが 3 桁以上に亘っていることなど、星形成、恒星進化、元素合成について様々な角度からの検 討が必要である。

このように、宇宙初期に誕生した星では元素合成が通常の種族 I、II 星とは大きく異なっている可能性がある。 このことは、観測データの積み重ねによって明らかになったものであり、今後もさらなる観測の蓄積が必要であ る。これまでの観測からは、金属量の小さい星ほど暗いということが明らかであり (図 3.92)、[Fe/H] ≤ -4 の金 属量を持つ星の発見には、 $V \sim 16$ mag より深いサーベイ観測が必要と考えられる。現状では、SDSS-SEGUE、 LAMOST (近い将来ではすばる/PFS) といった装置で $R \leq 5000$ で多数の星のスペクトルを取得することが可 能だが、2020 年代には 18 mag よりも暗い天体を追観測できる高分散分光が必要となるであろう。これを可能 とするには、TMT に高分散分光装置を搭載するのが現実的な手段であると思われる。また、超金属欠乏星は 近傍矮小銀河にも存在することが確認され、これらの星の元素組成を調べることは銀河系形成と化学進化との 関連を議論するうえで重要であると認識されている (「銀河系・局所銀河群」の章 §3.6 を参照)。

テーマ	望遠鏡 (波長)	観測の詳細、必要な装置の性能
	質量放出の理解	§3.9.3
恒星風速度場の決定	30m 地上望遠鏡	高空間分解能 (< 20mas)、高分散分光 $(R \ge 10^4)$
	地上長基線 (>100 m) 干渉計	高空間分解能 (< 5mas)、高分散分光 $(R \ge 10^4)$
ダスト流速の決定	30m 地上望遠鏡	高分散 $(R \sim 10^{5-6})$ 偏光分光
星周殻ガス・ダスト同時観測	>10m 地上望遠鏡	広視野 (数十秒角) 面分光 $(R \sim 1000)$
超新星親星の質量放出	8m 地上望遠鏡	広視野撮像モニタリング
	連星進化の理解	\$3.9.4
X線連星系の伴星同定と	8m 地上望遠鏡	高分散分光 (R~10,000)
軌道要素の決定		リレー観測
	位置天文衛星	astrometry
TZO 様天体の探査	8m 地上望遠鏡	広視野多天体分光 $(R \sim 3000)$
Ia 型超新星親星の解明	広視野赤外線衛星	広視野撮像 (突発天体探査)
	30m 地上望遠鏡	中分散分光 $(R > 10,000)$
連星中性子星合体の同定	8m 地上望遠鏡	広視野撮像 (突発天体探査)
	広視野赤外線衛星	広視野撮像 (突発天体探査)
	30m 地上望遠鏡	低分散分光 (R ~ 1000)
	元素の起源の理解	§3.9.5
超新星爆発メカニズムの解明	1m 地上望遠鏡	広視野撮像 (突発天体探査)
	8m 地上望遠鏡	低分散分光 $(R \sim 1000)$
	30m 地上望遠鏡	高空間分解撮像、低分散分光
超新星爆発ダスト観測	30m 地上望遠鏡	低分散分光 (R~1000)
	近赤外線衛星	近赤外撮像、低分散分光 $(R\sim 1000)$
	中間・遠赤外線衛星	撮像、低分散分光 $(R \sim 20)$
第一世代星の探査	30m 地上望遠鏡	高分散分光 $(R \sim 60,000)$
	28m 地上望遠鏡	多天体高分散分光 $(R \sim 5000 - 30000)$

表 3.11: 必要とする望遠鏡、装置のまとめ

氏名	所属	 主な担当章節
青木 和光	国立天文台	(銀河系・局所銀河群班)
板 由房	東北大学	$\S{3.9.2},\ \S{3.9.3}$
植田 稔也	University of Denver	$\S{3.9.2},\ \S{3.9.3}$
大仲 圭一	Universidad Católica del Norte	$\S{3.9.2},\ \S{3.9.3}$
左近 樹	東京大学	(星間物質班)
須田 拓馬	東京大学	$\S{3.9.5}$
田中 雅臣 (班長)	国立天文台	$\S3.9.2,\ \S3.9.4$
冨永 望	甲南大学	$\S{3.9.2},\ \S{3.9.5}$
野沢 貴也	国立天文台	$\S{3.9.5}$
橋本 修 (編集委員)	ぐんま天文台	$\S{3.9.2}$
松永 典之	東京大学	$\S{3.9.2}$
森谷 友由希	東京大学	$\S{3.9.4}$
守屋 尭	国立天文台	$\S{3.9.3}$
諸隈 智貴	東京大学	$\S{3.9.4}$
山口 正輝	東京大学	$\S{3.9.4}$

3.9.6 班員構成、担当

参考文献

- [1] Abadie, J., et al. 2010, CQGra, 27, 173001
- [2] Aoki, W. et al. 2007, ApJ, 655, 492
- [3] Aoki, W. et al. 2014, Science, 345, 912
- [4] Bacon, R., et al. 2014, Messenger, 157, 13
- [5] Barlow, M. J., et al. 2011, A&A, 518, 138
- [6] Beers, T. C., & Christlieb, N. 2005, ARAA, 43, 531
- [7] Biehle, G. T. 1994, ApJ, 420, 364
- [8] Chiaki, G. et al. 2015, MNRAS, 446, 2659
- [9] Coleiro, A. & Chaty, S., 2013, ApJ, 764, 185
- [10] Duquennoy, A. & Mayor, M., 1991, A&A, 248, 485
- [11] Dwek, E., et al. 2007, ApJ, 662, 927
- $[12]\,$ Gail, H.-P., et al. 1984, A&A, 133, 320
- [13] Gal-Yam, A., & Leonard, D. C., 2009, Nature, 458, 865
- [14] Gomez, H. L., et al. 2012, ApJ, 760, 96
- [15] Habing, H. J., & Olofsson, H. 2003, Asymptotic giant branch stars, Astronomy and astrophysics library, New York, Berlin: Springer
- [16] Harper, G. M., et al. 2001, ApJ, 551, 1073
- [17] Hirano, S., et al. 2014, ApJ, 781, 60
- [18] Höfner, S. 2012, Nature, 484, 172
- [19] Hosokawa, T., et al. 2011, Science, 334, 1250
- [20] Ihara, Y., et al. 2007, PASJ, 59, 811
- [21] Indebetouw, R., et al. 2014, ApJ, 782, L2
- [22] Kervella, P., et al. 2009, A&A, 504, 115
- [23] Kerzendorf, W. E., et al. 2013, ApJ, 774, 99
- [24] Kobayashi, C., & Nomoto, K., 2009, ApJ, 707, 1466
- [25] Kotak, R., et al. 2009, ApJ, 704, 306
- [26] Krüger, D., et al. 1994, A&A, 290, 573

- [27] Kwok, S. 1975, ApJ, 198, 583
- [28] Langer, N., 2012, ARA&A, 50, 107
- [29] Levesque, E. M., et al. 2014, MNRAS, 443, L94
- [30] Li, W., et al. 2011, Nature, 480, 348
- [31] Lopez, B., et al. 2014, Messenger, 157, 5
- [32] Martin, R. G., et al. 2010, MNRAS, 401, 1514
- [33] Matsuura, M., et al. 2011, Science, 333, 1258
- [34] McBride, V. A., et al. 2010, MNRAS, 403, 709
- [35] Meikle, W. P. S., et al. 2011, ApJ, 732, 109
- [36] Meynet, G., et al. 2006, A&A, 447, 623
- [37] Meynet, G., et al. 2015, A&A, 575, 60
- [38] Nozawa, T., et al. 2003, ApJ, 598, 785
- [39] Nozawa, T., et al. 2007, ApJ, 666, 955
- [40] Ofek, E. O., et al. 2013, Nature, 494, 65
- [41] Ohnaka, K., et al. 2011, A&A, 529, A163
- [42] Ohnaka, K. 2013, EAS Pub. Ser. Vol. 60, p.121
- [43] Ohnaka, K., et al. 2013, A&A, 555, A24
- [44] Ohnaka, K. 2014, A&A, 561, A47
- [45] Ohnaka, K., et al. 2015, A&A, 581, A127
- [46] Pastorello, A., et al. 2007, Nature, 447, 829
- [47] Perryman, M. A. C., et al. 2001, A&A, 369, 339
- [48] Portegies Zwart S. F., 1995, A&A, 296, 691
- [49] Ramstedt, S., et al. 2014, A&A, 570, L14
- [50] Rodney, S., et al. 2014 AJ, 148, 13
- [51] Ruiz-Rapuente, P., et al. 2004, Nature, 431, 1069
- [52] Sana, H., et al. 2012, Science, 337, 444
- [53] Suda, T., et al. 2004, ApJ, 611, 476
- [54] Suda, T., et al. 2008, PASJ, 60, 1159
- [55] Susa, H., et al. 2014, ApJ, 792, 32
- [56] Takiwaki, T., et al. 2014, ApJ, 786, 83
- [57] Tanaka, M., et al. 2012, ApJ, 749, 173
- [58] Tanaka, M., & Hotokezaka, K., 2013, ApJ, 775, 113
- [59] Thorne, K. S. & Żytkow, A. N. 1975, ApJ, 199, L19
- [60] Todini, P., & Ferrara, A., 2001, MNRAS, 325, 726
- [61] Totani, T., et al. 2008, 60, 1327
- [62] Umeda, H., & Nomoto, K. 2003, Nature, 422, 871
- [63] Van Dyk, S. D., et al. 2000, PASP, 112, 1532
- [64] Wanajo, S., 2013, ApJ, 770, L22
- [65] Wanajo, S., et al. 2014, ApJ, 789, L39
- [66] Williams, B. F., et al. 2014 MNRAS, 443, 2499
- [67] Yong, D. et al. 2013, ApJ, 767, 27
- [68] Yoon, S.-C., & Cantiello, M., 2010, ApJ, 717, L62
- [69] Yoshida, M., et al. 2011, PASJ, 63, S493

3.10 星惑星系形成

3.10.1 検討結果の要旨と必要観測仕様のまとめ

星の生成は、銀河進化および宇宙の化学進化を駆動する基本的な過程である。そして現在の宇宙では、少な くとも銀河系の太陽近傍において、多くの星の周りで惑星系が誕生したことが分かっている。惑星の質量・軌 道や化学組成は、金属量や輻射場といった星形成環境の影響を受けるはずであり、一方で生命の発生という現 象にも少なからず関連するだろう。様々な環境における広い質量範囲の星形成過程を明らかにすること、およ び、惑星形成の過程を理解するとともに、太陽系を始めとする惑星系の多様性の起源に迫ることは、天文学に おける最重要課題の一つである。2020年代には、地上 30 m 級望遠鏡および大型スペース赤外線望遠鏡の登場 により、それらの課題に本格的に取り組むことが、いよいよ可能になると期待される。

1 個々の星および超低質量天体の、生成過程およびメカニズムの解明

低質量星に比べて生成過程・メカニズムの理解が遅れているのが、大質量星と、褐色矮星および惑星質 量天体(浮遊惑星)である。若い大質量星、およびその周辺環境の観測においては、距離が遠くかつ混 み合った領域を空間的に分解しなければならず、超大口径望遠鏡を用いた近・中間赤外線での撮像・分 光(中分散以上)が必要となる。褐色矮星や惑星質量天体については、特にスペース高感度赤外線望遠 鏡により、超低質量分子コアについて近赤外から遠赤外域の放射分布 (SED)を観測し、それぞれのコア の中での超低質量天体の進化段階を推定することが重要となるだろう。

2 集団星生成の性質(IMF など)の解明

IMF の理解は、宇宙の星生成史や金属汚染史を研究するにあたって重要であり、また、超低質量星の形 成メカニズムとも密接に関連する。2020年代に精力的に進めるべき課題として、IMF の環境依存性の解 明が挙げられる。低金属量環境や大規模連鎖星形成領域のIMFを測定し、また、大質量星の強烈な紫外 線環境や星風がIMFに及ぼす影響を理解することが重要となる。銀河系の外縁部や近傍銀河の星形成領 域において個々の星を近赤外で測光・分光し、ピークとなる質量範囲を含めてIMFを得るにあたっては、 高い空間分解能と感度を持つ超大口径望遠鏡が大きな役割を果たすだろう。また、地上・スペースの大 口径望遠鏡による多天体分光も、個々の星の質量を精度良く決められるという点で大変有用である。

3 惑星系形成メカニズムおよび形成過程の解明

若い星を対象とした観測研究で特に重要になると考えられるのが、多くの惑星やハビタブルゾーンを含 むであろう原始惑星系円盤の内側領域(≲10 AU)、および誕生直後の惑星の観測的理解である。より具 体的には、ダスト成長・地球型惑星への水供給に大きく影響する雪線(スノーライン)や、原始惑星のガ ス降着による成長と衛星形成などが主要課題として挙げられる。また、有機分子の空間分布と生命起源 分子種との関連の議論も重要である。これらの課題に取り組むには、超大口径望遠鏡を用い、高い解像 度(10 ミリ秒角)とコントラスト(10⁻⁸)で惑星形成の現場(≲10 AU)を直接観測することが鍵となる。 撮像だけでなく、高分散分光で速度プロファイルから空間分布を得る手法も有効である。同時に、中・遠 赤外域で高い感度を持つスペース望遠鏡により、これまでほぼ未検出のラインやバンド(HD 分子、氷 など)を使った新たな惑星形成研究の展開が期待される。一方、系外惑星系の進化のほぼ終状態から形 成・進化過程を探るアプローチも決定的に重要である。系外惑星の発見数は候補も含め 5000 個を超えて いるが、いまだ個々の「惑星」に関する統計的議論にとどまっている。2020 年代には惑星系の内側から 外側、そして小型惑星から巨大惑星までを網羅した「惑星系」について統計量を調べていくことが重要 となる。視線速度法、トランジット法、マイクロレンズ法、直接撮像法に加え、アストロメトリ法によ り、検出可能な軌道パラメータの拡大が望まれる。

3.10. 星惑星系形成

3.10.2 今後の方向性

理解の概略

星および惑星は、人類の歴史上もっとも古くから観測されてきた天体である。ただし、生成後長い時間が経 過している夜空の多くの星や、われわれの太陽系内の惑星を観測するだけでは、これらの天体の生成過程や物 理メカニズム、化学進化などを理解することはできない。これらの理解を進めるためには、生成中および生成 直後の星、系外惑星系、そしてその生成の母体となる原始惑星系円盤の観測が不可欠である。

生成中の星、惑星、原始惑星系円盤の温度や、星惑星形成領域のダストの減光を考慮すると、これらの天体 の観測は可視光よりも赤外線が適することが多い。また、星や惑星の材料となる冷たいガスやダストの観測は、 ミリ波・サブミリ波での観測がもっとも適する。このことから、星惑星系形成の理解は電波や赤外波長域の観 測技術の進歩とともに歩んできた。

図 3.93 は、低質量星(0.1-2 M_☉)お よびそのまわりの惑星系形成のプロセ スをおおまかに説明したものである。星 は、ガスとダストからなる分子雲の重 力収縮により「分子雲コア」とよばれ る状態を経て生まれる。分子雲コアの 中心では、ガスの回転運動や磁場の効 果などにより、コアが非等方に収縮し、 降着円盤が形成される。この円盤から の降着により、原始星が成長していく。 多くの原始星にはジェットや双極分子流 が付随する。これらのフローは、降着 円盤から角運動量を抜き質量降着を進 める上で重要な役割を果たしている可 能性がある。

この降着円盤こそが、惑星のゆりか

a dark cloud b gravitational collapse b g

ごである原始惑星系円盤の初期の姿でもある。すばる望遠鏡による原始惑星系円盤の撮像例を図 3.94 に示す。 低質量星まわりの原始惑星系円盤は、星がほぼ最終質量に達した後も数百万年程度の間観測される。木星のよ うなガス惑星は、原始星の成長中または前主系列段階で始まりこの期間内に生成されると考えられている。生 成のシナリオとしては、ダスト同士の衝突によるダスト成長からはじまり、岩石や微惑星の集積、重力による ガス降着を経る「コア集積仮説」(「京都モデル [38]」)が長年支持されてきた。一方でガス円盤の重力収縮に より、ダスト成長や岩石コア集積を経ずにガス惑星を形成する重力不安定生成仮説が提案され、コア集積モデ ルとともに検討されている。

地球型惑星は、原始惑星系円盤の消失後も数億年かけて成長すると考えられている。生命系の誕生および進 化については、地球の外のことについてはよくわかっていない。ただし、彗星から採取した物質からアミノ酸 が発見され、生命の起源となる有機高分子が星間空間または原始惑星系円盤の中でも生成される可能性を示唆 している。

では、2020年代の惑星系形成の研究は何を目標とすべきだろうか? どのような観測研究が有効だろうか? 本節では、光赤外線観測の立場から、星・惑星形成の研究にどのような発展が期待されるのかを具体的に述べ ていきたい。

2020年代の研究課題:星生成

分子雲から太陽程度の質量の星(低質量星)が生成する過程は、これまでの研究で、おおまかではあるが明 らかにされている。しかし大質量星については、低質量星生成のパラダイムである円盤降着をそのまま適用で

図 3.93: 低質量星生成およびそのまわりの惑星系形成の概要 [32] (掲載許可取得済み)。

きるかが定かでない。一方で、水素核燃焼を起こすには質量が不十分な天体(褐色矮星、浮遊惑星)が多数発見されてきた。これらの天体の質量がなぜ非常に小さいのか、その物理的原因もよくわかっていない。以上をふまえ、2020年代には個々の天体が生成される物理過程の理解をさらに進めたい。これらの研究提案を3.10.3節にまとめる。

また、星の集団の生成についても未解決の諸問題がある。それぞれの星生成領域で、どこまで低質量の星が 生成されうるのか。その質量関数は星生成条件によりどのように異なるのか。これらの基礎理解は、遠方銀河 の星生成や宇宙の金属汚染史の研究にも有用な情報を与える。また、赤外暗黒星雲と呼ばれるものが近年多数 発見されてきたが、そこでの星生成もよく理解されていない。これらの研究の展望を 3.10.4 節にまとめる。

なお、個々の低質量星生成についても、その物理過程の諸問題が解決しているわけではないことを、ここで 強調したい。ただし、2020年代の光赤外天文学によりふさわしい、あるいはその時点の観測技術でより有効な 観測アプローチがあるかということを考慮し、ここでは上記のテーマに議論を絞る。

2020年代の研究課題:惑星系形成および生命系形成

惑星系形成分野の目標は、惑星の形 成メカニズムの解明および 生命系誕生 の初期条件の解明である。前者の研究 は大まかに(1)形成の初期条件(つま り原始惑星系円盤の物理・化学状態)の 解明と、(2)形成過程および形成メカニ ズムのより直接的な検証の2つに分か れる。後者の研究アプローチはおおま かに(1)原始惑星系円盤内バイオマー カーの探査と、(2)星近傍の惑星への水 の供給過程の解明 とに分かれる。

特に惑星系形成については、上記に 述べたコア集積モデル、重力不安定モ デルはあくまで仮説であることを強調 したい。理論的にはどちらのモデルも 問題があり、惑星系を容易に成長およ び維持させることができない。このた め、異なる成長過程の惑星系形成を観 測しモデルと比較したり、正しいモデ ル計算を行うため原始惑星系円盤の初 期物理・化学状態を詳細に理解したり



図 3.94: すばる望遠鏡 HiCIAO による原始惑星系円盤および残骸 円盤の撮像例。(残)と示してあるものが残骸円盤、他が原始惑星 系円盤。多様な構造は、惑星系の成長および進化によるものではな いかと考えられる [2]。

することが、惑星系形成の理解に向けた大きなステップとなる。

より具体的な研究対象は、原始惑星系円盤の力学構造、ダスト成長や組成、ガスの化学組成、これらの分布 や、また惑星そのものなど多岐にわたる。これらに関連する研究提案を時系列に分け、惑星系形成の初期条件 および初期進化(3.10.5節)、ガス惑星の形成から原始惑星系円盤の消失まで(3.10.6節)、そして地球型惑星 形成期以後(3.10.7節)の順に述べる。また、3.10.8節では、惑星分布の(ほぼ)終状態に基づく惑星「系」形 成論の研究をまとめる。最後に3.10.9節では、生命系初期成長の手がかりとなる可能性のある、原始惑星系円 盤内の有機高分子の成長についての研究提案を述べる。

3.10. 星惑星系形成

個々の星の誕生過程および質量決定 3.10.3

大質量星

大質量星の誕生メカニズムはまだ解明されていない。それはこれまでの観測の困難さによる。大質量星は小 質量星と比べて非常に稀な存在である上に進化のタイムスケールが短いため、その進化の初期の段階を観測で きる太陽系近傍の天体が少ない。進化のタイムスケールが短いので、その形成段階において形成母体となった 分子雲コアに深く埋もれており、中間赤外線よりも長い波長でようやくその姿を現すことが多い。また、大質 量星は主に集団的星形成によって形成されるので他の星と混み合った環境にいるケースが多い。すなわち観測 波長が長いことが望まれる一方、高い空間分解能も必要になる。

現在、有力な大質量星形成モデルは二つある。Core accretion モデルと competitive accretion モデルであ る [94]。Core accretion モデルは、一言で言うと、大質量星も小質量星と同じように形成されるというものであ る。このモデルでは星周円盤の存在が必須である。いくつかの大質量原始星には星周円盤が検出されているが、 全ての大質量原始星に円盤が付随しているかどうか、あるいは星からの輻射圧や星風に逆らって、円盤から星 への降着が進んでいるかどうかは不明である。より早い進化段階、すなわち大質量原始星の母体となる分子雲 の分裂および分子コアの生成については、いかに小さな分子雲コアに分裂させないかが理論的な課題である。

Competitive accretion モデルの場合、母体となる大質量分子雲の中に多くの小質量コアが最初に作られる。 母体となる分子雲全体が重力収縮し、ガスは重力ポテンシャルの中心へと降り注ぐ。そのガスの流れによって それぞれのコアが質量を獲得する。母体分子雲中心(つまり重力ポテンシャル中心)ではガス密度が高いのでコ アは大質量星に成長する。このモデルでは星団の中心付近に大質量星が形成され、それを取り囲むように小質 量星の群れが形成される。また、星周円盤は小さく、個々の星のアウトフローの方向は無秩序に時間変動する。

上記二つの生成シナリオを検証するためには、まず大質量原始星周囲の円盤降着の指標を探査することが重 要となる。例えば 4–5 μm の CO 遷移線は、星のごく近傍の降着流による吸収を示す場合があり [23]、スペー スや南極で高分散分光を行うことができれば、飛躍的に観測数を増やすことができる。加えて、大質量原始星 ごく近傍のジェット・アウトフローを詳細に調べることも有用である。低質量星の研究において、ジェット・ア ウトフローは円盤降着の間接的指標とされているためである (3.10.2節)。大質量原始星からのジェット・アウ トフローはこれまでにも多くの観測例があるが [6]、星から遠い成分、すなわち過去の質量放出によるものであ る。TMTの高空間分解能で、星のごく近傍のフローを探査することにより、それぞれの天体で現在でも質量 降着が続いているかどうかを間接的に検証することができる。この観測には中間赤外の禁制線や H₂ 輝線が適 しており、ALMA で観測できる冷たいガス成分の観測と相補的である。

また、近傍大質量原始星の周辺環境について中間赤外線で高空間分解能・高感度の撮像を行い、原始星のク ラスタリングの様子を調べることも有効である。このような観測はすばる望遠鏡等 8-10 m 級の望遠鏡でも行 われてきたが、感度の制約から観測例は少ない [91: 97: 21]。TMT の使用により、望遠鏡の空間分解能を4倍 弱、点源の検出感度を 10 倍程度改善することができる。これにより、原始星クラスタをより詳細に観測できる ようになるとともに、より多くの大質量星生成領域が観測可能になると期待される。同時に、近・中間赤外輝 線でクラスタ領域のジェット・アウトフローを精査することにより、塵に埋もれた原始星を間接的に検出でき る。また、個々の原始星からのアウトフローの方向が無秩序であれば、それは competitive accretion モデルを 支持するヒントとなるだろう。比較的星間減光が浅く、近・中間赤外で観測できる天体については、TMT によ るショック輝線の分光および分光撮像を行う。埋もれた原始星からのジェット・アウトフローの観測は、JWST による撮像観測が有効と期待される。

		必要。	とする望遠鏡、∛	長置		
望遠鏡形態	口径	観測モード	波長範囲	波長分解能	視野	空間分解能
スペース、南極	$\geq 2~{\rm m}$	分光	近赤外	$R = (1-3) \times 10^4$		
地上大口径	$\geq 25~{\rm m}$	撮像	中間赤外	—	$\gg 10^{\prime\prime}$	$\sim 0^{\prime\prime}_{\cdot} 1$
地上大口径	$\geq 25~{\rm m}$	分光、分光撮像	近・中間赤外	$R \ge 10^3$		$\sim 0^{\prime\prime}_{\cdot} 1$
スペース	$> 2 \mathrm{~m}$	撮像	近・中間赤外		$\gg 10^{\prime\prime}$	$\sim 0\rlap{.}^{\prime\prime}1$

若い褐色矮星および惑星質量天体

太陽質量の約 0.08 倍以下の褐色矮星及び惑星・惑星質量天体(浮遊惑星)を超低質量天体と呼ぶ。水素の 核融合反応が安定して起こる恒星に対して、重水素の核融合のみ起きるのが褐色矮星、何の核融合も起こらな いのが惑星質量天体である。これほど質量の小さい天体がどのように形成されるかは、明らかでない。

超低質量天体の形成モデルは、恒星と同様に分子雲コアの重力収縮により形成されるモデルと、惑星と同様に原始惑星系円盤の中で形成されるモデルに大別される。ただし前者の場合、木星質量の10倍程度より軽い天体は、単純な重力収縮だけでは形成されないことが理論的に示されている[60;75]。さらに質量の小さな天体を形成するために、乱流の効果や、UV放射場による円盤やエンベロープのはぎ取りなどが研究されている[39;87]。円盤内形成モデルの場合は、形成された超低質量天体を星の重力場内から放出するメカニズムが必要であり、連星や超低質量天体同士の力学的/潮汐作用などが役割を担うと考えられている[25]。

近年の研究では、前者のモデル、すなわち恒星と同様のメカニズムで超低質量天体が形成されるという説明 が優勢である。Herschelの観測から微小チューブ構造を持つフィラメント状分子雲が続々と報告されているほ か [35]、サブミリ波探査観測から非常に軽い分子雲コアも見つかり始めており [5]、これらが超低質量天体の母 体である可能性がある。このような超低質量分子コアの探査や詳細研究は、これから ALMA によっても進め られると期待される。ただしこれまでの研究では、超低質量天体の形成モデルを決定づけるには至っていない。 すなわち、発見された超低質量分子コアから超低質量天体が必ずしも成長していくかは検証されていない。

そこで 2020 年代には、発見された超低質量分子コアについて近赤外から遠赤外域の放射分布 (SED) を観測 し、それぞれのコアの中での超低質量天体の進化段階を推定することが重要となる。この SED による進化段階 の推定は、低質量原始星の進化系列の理解のために長年行われてきたものである。進化が進むにつれて、中心 天体はより高温になり、またエンベロープが消失することから、より短い波長に放射ピークが移動する。これ らの天体は赤外で非常に暗いため、近赤外から中間赤外域については JWST が、遠赤外については SPICA に よる観測が有効と期待される。中心天体が成長しているとみられる天体については、JWST および SPICA の 分光機能を用いてアウトフロー起源とみられる輝線を探査し、質量降着が継続中であるか間接的に検証する。 大質量原始星のアウトフローの場合と同様、赤外輝線でのアウトフロー探査は、ALMA で観測できる冷たいガ スフロー成分の探査と相補的である。

		必要とす	る望遠鏡、装置			
望遠鏡形態	口径	観測モード	波長範囲	波長分解能	視野	空間分解能
スペース	$\gg 1 \ {\rm m}$	測光、分光、分光撮像	近・中間赤外	$R\sim 1000$	$<\!\!5''$	<0.5''
スペース	$> 1 \mathrm{m}$	測光、分光	遠赤外	R = 300 - 1000	—	

3.10.4 集団としての星生成

さまざまな星生成条件における初期質量関数(IMF)

星の IMF は、集団的星形成を記述する観点において重要な基本パラメータである。IMF は、星の形成条件 によって異なる可能性が高いが、その詳細はまだ明らかでない。ここでは、2020 年代に研究の進展を期待できる、低質量側($<5 M_{\odot}$)の IMF に焦点を絞る。

例えば宇宙の星形成史を理解するため、系外銀河の観測から、形成された星の総質量や星形成率を見積もる際には、銀河全体(すなわち全ての星からの合計)のフラックスや光度を観測し、IMFを仮定して質量が推定 される。個々の銀河や銀河団、あるいは宇宙全体の金属汚染史を議論する場合、質量が異なる星は組成比/質量 比の異なる金属量を伴う質量放出を行うため、各系において得られる金属組成はやはり星の IMF に依存する。

いずれの場合も、近傍の星形成領域のように個々の星の観測から IMF を直接測定することはできない。一 方で、星形成条件によって IMF が変わるかどうか、そしてそれはどのような物理量に依存するのかをきちん と理解できれば、上記の研究を精度よく進めることができる。加えて、超低質量側の IMF は、超低質量天体 の形成メカニズムの解明 (3.10.3 節) や、暗黒物質の解明にも役立つ可能性がある [54]。 IMFの測定は、これまで近傍(<1 kpc) の星形成領域について行われてきた(図 3.95)。星形成領域はガスや塵に埋もれ ていることが多いため、近赤外波長で の観測が有効である。個々の星の多色 測光から若い天体を選別し、観測で得 られた光度について星間減光を補正し た上で、天体の理論進化モデルによる 光度と比較することにより、質量を求 めることができる。低分散分光が可能 な明るめの天体については、スペクト ルから表面温度を推定できるため、年



齢を仮定せずに星の質量を精度よく決定できる。これらの観測から、太陽質量の数分の一程度以上については、 IMFの傾きは環境にほぼ依存せずに一様であり、質量が軽くなるほどその数が増加することが知られる [54]。 一方で、より低質量の褐色矮星・惑星質量天体の IMF は、母体の分子雲や同時に形成される星の数密度等の形 成環境によってやや異なり、低質量側に向かって減少する場合と増加する場合がある [40; 70]。IMF は星生成 環境によって異なる可能性があるが [53]、現在の観測の感度の制約から、低金属量環境での IMF、銀河スケー ルでの連鎖星形成領域の IMF、大質量星による強烈な紫外線環境や星風の影響の研究例が不足している。これ らの星生成領域の IMF の理解は、宇宙の星生成史や金属汚染史を研究するにあたって重要である。

そこで 2020 年代は、より遠方のこのような星形成領域について、個々の星の近赤外測光・分光を行い、IMF を測定する。特に TMT の測光観測により、近傍銀河 M31 について 1 M_{\odot} 程度の星まで観測可能となること は意義深い。M31 は我々の銀河系と同様の渦巻き銀河であり、銀河全体での星形成の活動を理解する上で参考 になる。これらの銀河に加え、我々の銀河系の外縁に存在する低金属量星形成領域や、銀河系内の大規模連鎖 星形成領域の IMF の測定を進める。これら銀河系内の星形成については、さらに質量の低い星を容易に検出 できると期待される。このため、近傍星形成領域の一部に見られる、太陽質量の数分の一程度に存在する IMF のピークの存在がどの程度普遍的か、IMF が星形成環境にどのように左右されるかを、より詳細に考察するこ とができる。

なお、分光観測については、測光観測に比べると感度では劣るが、個々の星の質量をより精度よく求められ るというメリットがある。また 2020 年代にはすばる/PFS の登場などにより、多数の天体をより効率よく観測 できるようになると期待される。そこで分光観測による天体の温度・質量導出を近傍星形成領域で進めること により、測光観測のみで推定される質量の検証が可能となる。

		必要と	する望遠鏡	、装置		
望遠鏡形態	口径	観測モード	波長範囲	波長分解能	視野	空間分解能
地上大口径	$\gg 10~{\rm m}$	撮像・測光	近赤外		> 10'	$\rm FWHM \sim 0\rlap.^{\prime\prime}5$
地上・宇宙	$\geq 8~{\rm m}$	多天体分光	近赤外	$R\sim 1000$	> 10'	$\rm FWHM \sim 0\rlap.''5$

赤外暗黒星雲の星生成

銀河面では、星間物質内の PAH (Polycyclic Aromatic Hydrocarbon) による赤外背景放射が観測される。赤 外暗黒星雲は、波長 8 μm の PAH 背景放射を遮る影として観測される暗黒星雲である。これまで、MSX や Spitzer などにより、1万を超える候補天体が発見されてきた [92; 77]。その後の Herschel などを用いた熱放射 の探査により、この3分の1程度が分子雲(いわゆる暗黒星雲)によるもの、残りは背景放射の穴であること が示唆されている [100] (図 3.96)。以後、前者のみを便宜上「赤外暗黒星雲」と呼ぶ。

これまでの観測から赤外暗黒星雲は低温 (<25 K) であり、高柱密度 $(10^{23}-10^{25} \text{ cm}^{-2})$ であることが確認されている。さらに、高密度 $(n_H > 10^5 \text{ cm}^{-3})$ であり典型的なサイズは ~4 pc、質量は $10^2-10^4 M_{\odot}$ 程度である。Spitzer による赤外連続放射の観測、H₂O や CH₃OH のメーザー源、非常にコンパクトな HII 領域の観測

などから [8;90]、少なくとも一部の赤外暗黒星雲は、星団および大質量星の形成の場であることが示唆されて いる。一方、これら観測的事象のいずれもが付随していない赤外暗黒星雲も存在する。このような赤外暗黒星 雲は、大質量星を含む星団を形成する直前の状態なのかもしれない。

さらに興味深いことに、赤外暗黒星雲のう ちの 316 個のサンプルが渦状腕 (たて・ケン タウルス腕) に沿うように分布していることが 示された [45]。系外銀河でも見られるように、 多くの星 (特に大質量星) は渦状腕において形 成されると考えられる。今後、赤外暗黒星雲 の星生成を詳細に理解することにより、単に 生成条件の異なる星生成を理解するのみなら ず、銀河スケールでの星生成の理解が改善さ れる可能性がある。

2020 年代には SPICA および TMT を用い、 数多くの赤外暗黒星雲について赤外線多波長 観測 (2-20 μ m) を行うことが可能となる。こ れまでよりはるかに高感度かつ高空間分解能 の観測を行うことで、若い星団内において 1 M_{\odot} 以下のより軽い質量の星を検出すること ができるようになり、中・大質量星について



図 3.96: 赤外暗黒星雲の例 [8] (掲載許可取得済み)。カラー は Spitzer による撮像 (3.6 µm... 青; 4.5 µm... 緑; 8 µm... 赤)で、赤は PAH 放射の分布を示す。コントアはミリ波放 射の分布。

も、より多くのより埋もれたものや、より混み合ったものを多波長で検出できるようになる。また、赤外線観 測から星のない赤外暗黒星雲を絞り込み、星団を形成する直前の物理状態を理解するための ALMA による観 測ターゲットを提供することもできるだろう。

なお、SPICAの検出限界が非常に深いことから、暗い原始星と背景の遠方銀河をきちんと区別することも 大事になってくる。このような区別は、SPICAを用いた遠赤外分光で行う。

		いしていていていていていていていていていていていた。	こりる空逸蜆、オ	気息		
望遠鏡形態	口径	観測モード	波長範囲	波長分解能	視野	空間分解能
スペース赤外	> 2 m	撮像・分光	中間・遠赤外	$R\sim 1000$	> 1'	< 5''
地上大口径	$\gg 8~{ m m}$	撮像	中間赤外		$\gg 10^{\prime\prime}$	$\ll 1^{\prime\prime}$

3.10.5 惑星系形成の黎明

この節では、惑星系形成の初期条件および、原始惑星系円盤内での惑星系の初期成長の研究提案をまとめる。 惑星系形成の標準モデルであるコア集積モデル(3.10.2節)によると、惑星系形成はダストが衝突および集積す ることにより始まる。この際、原始惑星系円盤内の乱流が重要な要素であり、あまりに乱流が強いとダストの 成長が阻害されてしまう。そこでまず、円盤ガスの乱流を大きく左右すると考えられる円盤の磁気回転不安定 性、およびダスト初期成長の研究提案について述べる。次いで、原始惑星系円盤内のダスト集積・成長や地球 型惑星への水供給に大きく影響する、雪線(スノーライン)の研究提案、そして原始惑星系円盤の熱変遷史の 鍵を握るシリケイトの結晶性の研究提案について述べる。

円盤進化と磁気回転不安定性

原始惑星系円盤は一般に乱流状態にあると考えられており、乱流によって生じる実効的な粘性(乱流粘性) によって中心星への質量降着が起こっていると考えられている。原始惑星系円盤の乱流の起源としては、磁気 回転不安定性(MRI)によるという説が最も有力である。また、原始惑星系円盤のガスは100万年から1000 万年程度で散逸すると考えられているが、そのメカニズムは分かっていない。原始惑星系円盤散逸機構の候補 としては、中心星への降着に加え、磁気回転不安定性起源や磁気遠心力による円盤風 [93; 7]、光蒸発 [4] など が考えられている。このように、磁気回転不安定性は、原始惑星系円盤の進化過程を考える上で重要な基礎プ ロセスであると考えられている。

磁気回転不安定性は、理論的には精力的に研究がされて いるものの、観測的には、そもそも円盤が乱流状態にある ことを直接的に確認したという例は無く、現状では、電波 領域での一酸化炭素輝線などの線輪郭の詳細な観測とモデ ル化によって乱流の存在が示唆されつつある [42; 34] とい う状況である。

2020年代においては、観測の空間分解能が大きく向上す ることが見込まれるため、原始惑星系円盤の詳細な構造が 画像として直接的に捉えられる可能性がある(3.10.6節の 円盤・惑星相互作用の項も参照)。図3.97は、円盤全体の乱 流の3次元磁気流体シミュレーションをもとに、近赤外線 の散乱光がどのように見えるかを計算したものである。乱 流は、複雑な非軸対称構造を生み出すと考えられており、乱 流構造を直接確認するためには、高空間分解能の観測が必 須である。また、観測的にどのような構造が見えるかとい うことが分かれば、磁気流体力学シミュレーションの結果



図 3.97: 原始惑星系円盤乱流の3次元シミュ レーションをもとにした、近赤外線の散乱光分 布の予測。詳細構造を見やすくするため、明る さに中心星からの距離の3乗を掛けてある。

などと比較することによって、原始惑星系円盤の中で起こっている乱流がどのようなものであるかということ まで議論をすることが可能となるかもしれない。

さらに、円盤表層ガスの速度場の観測、すなわち、可視・赤外線ガス輝線の高分散分光観測が可能になれば、 乱流場の性質を詳細に調べたり、磁気回転不安定性起源の円盤風の存在の検証をしたりすることも可能になっ てくる。円盤風観測を例に取れば、これまでに 4.7 µm CO や 13 µm [Ne II], 6300 Å [O I] などの高分散分光観 測により輝線プロファイルから円盤風の存在がいくつかの天体に対して示唆されている [83; 14; 76]。2020 年 代には TMT による高感度の高分散分光観測や面分光観測により円盤風の速度場の空間分布が明らかになり、 円盤ガス散逸過程の理解が大きく進展すると期待される。

微惑星の成長

惑星系形成の標準理論によれば、ミクロンサイズの固体物質(ダスト)どうしが付着し、数千キロメート ルサイズの地球型惑星や、ガス惑星のコアが形成されていく。このプロセスの観測的研究は、これまで主にミ リ波の波長で試みられ、原始惑星系円盤内のダスト成長と矛盾しない観測結果が得られている[33]。ただし 理論的には、地球型惑星・岩石コアの成長や維持は容易でない。せっかく成長した固体微惑星が、ガスと中心 星との相互作用により中心星に落下してしまったり[3]、あるいは岩石物質どうしの衝突を経て破壊されてし まったりすることなどが指摘されている[13]。これらの問題に対する理論的解決策はいくつか提案されてきた が[99;46;78]、ミクロンサイズからキロメートルサイズまでの成長理論の決定的解決には至っていない。

このような中、ダストや岩石物質の内部が均質でなく、付着によって内部に空隙を持つ効果を取り扱うこと で、ミクロンサイズのダストからキロメートルサイズの氷微惑星を形成可能であることが、 近年の理論的研究 で示された [47]。 これまでの古典的な惑星系形成理論では、簡単のため、ダストが成長しても内部密度は一定 と仮定されてきた。しかし、原始惑星系円盤は固体成長にとっては比較的低温・低圧であり、氷やシリケイト で構成されたダスト粒子は初期のミクロンサイズの大きさを保ったまま付着し、すき間を作りながら成長して いく(図 3.98)。このような、すき間の存在ゆえ実効的な密度の低い (~10⁻⁴ cm⁻³) ダストは、ケプラー回転 するガス成分と力学的に十分にカップリングし、成長後も中心星への落下を起こしにくい。また、氷が付着し たこのような粒子は衝突対しても強く、破砕されにくいことが示唆されている。 このような隙間のあるダスト(アグ リゲイト)は、隙間のないダストと光 学特性が異なることが期待される。す き間のないダストでは、ダストの成長 により、異なる波長の光や赤外線の散 乱強度比が変化するが、アグリゲイト であれば、この変化が小さいと予測さ れる。そこで、さまざまな進化段階に おける原始惑星系円盤のダストの光学



図 3.98: ダスト成長のシミュレーション [1] (掲載許可取得済み)。

特性(散乱カラーおよび熱放射)を観測し、異なる進化段階によるカラーの違いがあるかどうかを明らかにす る。より中心星に近い、よりダスト成長の進みやすい領域の研究を進めるという観点では、近赤外波長での観 測が最も適する。一方で、可視-中間赤外波長の観測も含めダストの性質をより詳細に抑えることも重要であ る。ミッションとしては、最も高い空間分解能を達成できる TMT に大きな期待がかかる。

原始惑星系円盤は赤外域で光学的に厚いので、微惑星成長にとって重要な赤道面のダストを直接観測できる とは限らない。それでもなお、このような観測的研究がダスト・微惑星成長の理解の重要な参考となるだろう。 あるいは、赤道面で成長・破砕されたダストが乱流などにより円盤表面に巻き上がれば、そのようなダストが 円盤表面で観測される可能性もある。このため、今後 ALMA で観測される、赤道面の大きなダストとの分布 の比較は特に興味深い。

雪線の探査

原始惑星系円盤には、雪線と呼ばれる水(H₂O)の気相・固相の境界領域があると考えられている。現在の 太陽系では3AU近辺の小惑星帯の中にあったと考えられており、太陽系形成の標準モデル(コア集積モデル) によると、ガス惑星は雪線以遠で形成される。水氷により固体物質の面密度が上昇し、固体コア集積がより効 率よく進むと期待されるからである[37]。このように、雪線を境として惑星形成過程が大きく異なるため、そ の位置をきちんと調べることは重要である。

それに加え、水氷は地球型惑星の水 の起源を考える上でも重要であること は論を待たない。理論的には原始惑星 系円盤は光学的に厚い円盤であるので、 雪線は初期には~0.7 AUにあった可能 性も指摘されている [29]。その場合は 地球型惑星形成領域に大量の水が供給 された可能性がある。

雪線や水氷の分布については様々な 理論的研究がなされているが、観測的 には雪線の位置および進化はよく分かっ ていない。2020年代はTMT, SPICA, ALMAなどの高空間分解能、高波長分 解能、高感度観測により、ガスおよび 氷の両面から、雪線の観測的理解が初 めて進むと考えられる。

まず、TMT および SPICA/SAFARI の高い感度、波長分解能を生かして、近



図 3.99: Herbig Fe 型星 HD 142527 円盤の 3.1 µm での散乱光画像 (左) およびその四角で囲まれた領域の散乱光スペクトル(右)[41] (掲載許可取得済み)。円盤表層の水氷の 3.1 µm 吸収によると思わ れる減光が見られる。中心星に近い雪線内側領域では水氷がダスト から気化し、この吸収は消失すると考えられる。

赤外から遠赤外に存在する多数の水蒸気輝線を観測し、輝線強度、強度比、プロファイルから雪線の位置を調 べる。そして、さまざまな中心星、進化段階の円盤を観測することで、雪線の進化を明らかにする。TMT や SPICA のもたらす高い感度、波長分解能は観測ターゲットを飛躍的に増やすので、統計的な議論が可能となる。また、雪線以遠では H₂O は主に氷となるため、気相中の C/O 比 が上昇し、HCN のような有機分子が増えることが予想される。このような有機分子の観測からも雪線の位置に制限を与えることができるかもしれない [68]。

ガスの観測による間接検証のみならず、水氷ダストの直接観測からも雪線に迫ることが可能と考えている。 図 3.99 に示したように、円盤散乱光の近赤外多波長観測により 3.1 µm 水氷吸収の空間分布を探ることで、氷 の分布を探ることができる。波長 3.1 µm での TMT の空間分解能は 0.03 程度であり、これは 100 pc 先では 3 AU に相当する。この空間分解能は、特に中質量前主系列星に付随する円盤について、雪線を検証するのに 十分である [73]。

一方で、雪線以遠の円盤低温領域に水氷がどのように存在しているかも、観測的情報は不足している。これ に対しては、SPICA/SAFARIを用いて、水氷 44 µm バンド放射スペクトルを多数の原始惑星系円盤から残骸 円盤に至るまで観測することで、明らかにできるだろう。

シリケイトの観測でさぐる円盤の物質循環および熱変遷史

原始惑星系円盤はミリ波では光学的に薄いため、ALMA などによるダスト連続波の観測では円盤内部の構造を捉えることができる。一方で光赤外では原始惑星系円盤は光学的に厚く、円盤内部を直接観測することができない。原始惑星系円盤の光赤外観測で得られる豊富な情報を、円盤内部の惑星系形成の理解に生かすためには、円盤内の物質循環・粘性拡散に対する理解が不可欠である。ここでは、TMT および SPICA を用いた、円盤シリケイトの非晶性・結晶性の観測による物質循環研究の展望について述べる。

我々の銀河系においては、星間空間や分子雲のシリケイトダストはほぼ完全に非晶質であることが分かって いる [48]。一方で中間赤外線分光により、結晶質シリケイト(オリビン)が多数の彗星の塵の中でみつかってお り、彗星が形成されるまでにシリケイトの結晶化が起こったと考えられる。シリケイトの結晶化には 600-700 K もの高温が必要であり [24]、非常に低温環境 (~30 K) で形成されたはずの彗星中になぜ高温起源の物質が 含まれるのかが謎である。原始惑星期円盤がまだ存在した頃、星に近い領域で結晶化したシリケイトが、ガス 粘性や輻射圧などで、彗星の巣に対応する外側の領域に拡散・輸送されるのかもしれない [15; 18; 98]。あるい は、原始惑星系円盤内の衝撃波により物質移動なしに加熱されたのかもしれない [36]。

近年の円盤の赤外分光観測から、原始惑星系円盤においても結晶質シリケイトが一般的に存在することが分かってきた。しかし、円盤によってはその含有量はまちまちであり、その多様性の起源はまだよく分かっていない。ただし、円盤内側が散逸した遷移円盤と呼ばれる原始惑星系円盤には、始原的な非晶質シリケイトが観測されやすい [89]。このことは、シリケイトの結晶化・輸送プロセスと円盤ギャップ形成等の惑星系形成プロセスの間に何らかの関連がある可能性を示唆する。

結晶質シリケイトの原始惑星系円盤における輸送過程を探るには、様々な進化段階にある原始惑星系円盤に おいて結晶質シリケイトの空間分布を探るのがもっとも直接的である。星近傍での結晶化+輸送・拡散モデルで は、内側から外側に向かって結晶質シリケイト存在度の勾配が観測されると期待される。一方、衝撃波加熱な どによるその場結晶化モデルでは、結晶質シリケイトが低温領域に普遍的に観測されると期待される。これま でのすばる望遠鏡や VLT 干渉計の観測では、結晶質シリケイトが中心ほど多いことが示唆されている[74;96]。 しかし、この手法は典型的な距離が 100 pc 以上先にある(すなわち、これまで知られるほぼ全ての)原始惑 星系円盤ではこれまでは容易ではなかった。なぜならば、シリケイトの物性・組成は主に中間赤外分光観測に よって探られているが、中間赤外線は円盤の冷たい領域—すなわち彗星の巣に対応するような領域からはあま り放射されない。さらに、8 m 級望遠鏡では円盤を直接空間分解するには解像度が十分ではなく、これまで空 間分解できた原始惑星系円盤は少ない。

非晶質・結晶質シリケイトの空間分布の撮像観測例は、TMTの中間赤外撮像分光装置により増加できると 期待される。一方、SPICAを用いた数多くの円盤の遠赤外分光観測により、円盤の外側で比較的冷たい、彗星 の巣に対応するよう領域のシリケイトの結晶性を観測することができる。SPICAではシリケイト分布の直接観

必要とする望遠鏡、装置						
望遠鏡形態	口径	観測モード	波長範囲	波長分解能	視野	空間分解能
地上	\sim 30 m	撮像	可視・近赤外		$\sim 5^{\prime\prime}$	≤ 0 ."03
地上	\sim 30 m	撮像	中間赤外		$\sim 5^{\prime\prime}$	$\leq 0^{\prime\prime}_{\cdot} 1$
地上	$> 8 \mathrm{~m}$	面分光	近赤外	R > 10	$> 10^{\prime\prime}$	≤ 0.03
地上	$\geq 30~{\rm m}$	空間分解分光・IFU	中間・遠赤外	R > 300	$> 10^{\prime\prime}$	$\sim 0\rlap{.}^{\prime\prime}1$
地上	$> 8 \mathrm{~m}$	高分散分光	近・中間赤外	$R\sim 10^5$	$> 10^{\prime\prime}$	
スペース	$> 2 \mathrm{~m}$	分光	遠赤外	R > 300	$> 10^{\prime\prime}$	
スペース	> 2 m	分光	中間・遠赤外	$R \sim 10^3$	> 10''	

測はできないが、TMT やすばる望遠鏡などで観測される、中心星に近く高温領域のシリケイトの結晶性との 比較を行い、円盤内の物質循環・粘性拡散の効率について議論することができる。

3.10.6 ガス惑星の形成

ガス惑星の形成とその初期進化を理解するには、原始惑星系円盤と惑星との相互作用や、成長途上のガス惑 星そのものを調べることが決定的に重要となる。また、原始惑星系円盤のガスの消失時間スケールや C/O 比 分布を観測することにより、ガス惑星形成のメカニズムやその生成位置について、理解を深めることができる と期待される。これらの研究の展望を以下にまとめる。

円盤・惑星の力学的相互作用と円盤構造

原始惑星系円盤中に惑星が形成されると、 惑星は周囲の円盤ガスに対して重力による擾 乱を与える。その結果、原始惑星系円盤中に は様々な構造が現れる。惑星の質量が軽い(地 球質量から海王星質量程度)場合、惑星はそ の軌道の内側と外側に、渦状の細い腕構造を 作る [95]。惑星の質量が大きい(土星質量か ら木星質量程度以上)場合、上記の腕構造に 加え、惑星はその軌道の周囲に面密度の薄い 領域(ギャップ領域)を作る [56]。ギャップの 深さや幅は、惑星の質量に加え、円盤の温度 や乱流粘性の大きさに依存する [19; 28]。

ギャップやスパイラルといった構造は、「円 盤中に惑星が存在する」ことを示唆する円盤 全体に拡がった構造である。そこで、このよ うな構造のある天体に注目することで、円盤 内に形成中の惑星を見つけ、その性質を調べ るための足がかりとすることができる。また、 構造そのものを詳細に調べることで、力学的 過程に基づいて原始惑星系円盤の基本的パラ メータを他の観測と独立に推定することがで き [66]、どのような円盤で惑星が出来やすい かということについての示唆を与えることも できる。

理論で予測されるギャップ構造やスパイラ



図 3.100: 円盤・惑星相互作用によるギャップおよびスパイラ ル構造の近赤外撮像シミュレーション。太陽質量程度の星の 周囲に、0.1 木星質量程度の惑星が存在する場合について計算 した。左から右の列の順に、それぞれ惑星が10 AU、30 AU、 100 AU の位置にある場合を示し、上段から下段の順にモデ ル画像、8 m 級の望遠鏡で観測した場合、30 m 級の望遠鏡 で観測した場合を示す。面輝度分布に半径の2 乗をかけ、構 造を見やすくしている。

ル構造の典型的な空間スケールは、円盤の厚み程度である。これは、典型的には中心星からの距離の 1/10 程

3.10. 星惑星系形成

度の大きさである。したがって例えば、中心星から 100 AU 程度離れた位置では 10 AU 程度の大きさの構造が でき、また、中心星から 30 AU 程度(海王星の軌道半径程度)離れた場所には 3 AU 程度の構造ができると考 えられる。近傍の星生成領域までの典型的な距離(140 pc)を仮定すると、これらの構造を空間的に直接分解 するためには、それぞれおよそ 0''07 弱、0''02 弱程度の空間分解能を持った望遠鏡・装置が必要となる。後者 については、TMT による近赤外撮像がこのような観測を可能にする(図 3.100)。

一方、すばる望遠鏡などを用いた近赤外域での高コントラスト・高解像度撮像観測によって、惑星の形成 現場である原始惑星系円盤の直接撮像が精力的に進められている。例えば、すばる望遠鏡戦略枠プロジェクト 「SEEDS」では、ギャップ構造やスパイラル構造など、原始惑星系円盤には様々な構造があることがわかって きた(図3.94)。ただし近赤外域ではっきりした構造のみられない円盤についても、中間赤外撮像で円盤のよ り深い領域からの放射を観測することにより、これまで知られていない構造を観測できる可能性がある。この ような観測を行うには、現在 8-10 m 望遠鏡で得られている近赤外撮像分解能と同様の分解能を中間赤外で達 成する必要がある。すなわち TMT による観測が望ましい。

原始惑星へのガス降着

コア集積モデルによれば、原始惑星が成長してある質量(臨界コア質量)を超えると、周囲のガスを暴走的 に捕獲し、ガス惑星が形成される[64;79]。この過程は、どのような質量のガス惑星がどのように出来るのか に直接つながる過程であり、これまでにも多くの研究がされている。一方、若い系外惑星の直接撮像観測にお いても、惑星がガス捕獲期の段階で熱い状態にあったか冷たい状態にあったかにより、明るさから光度進化モ デルを介して見積もられる質量が大きく異なる[26]。したがって、ガス惑星形成の初期条件を定めることは、 惑星形成の初期条件を定めるのみでなく、直接撮像観測による惑星探査(3.10.8節)においても重要である。

惑星が暴走成長を開始すると、惑星の質量が大きくなっていき、原始惑星系円盤の中には次第にギャップが 形成される。同時に、惑星の周囲に周惑星系円盤を作りながら惑星へのガス降着が起こり、その中で周惑星系 円盤における衛星形成も起こると考えられる [16]。この一連の過程は、物理的には円盤と惑星の重力相互作用 による角運動量交換過程ととらえることができ、ギャップ生成と惑星への質量降着でどの程度の角運動量が周惑 星系円盤に運ばれるかということを理解することが重要である。しかし、原始惑星系円盤全体を解きながら惑 星周囲の構造を精度良く長時間解く必要があるため、理論的には解明されていない部分も多い。そこで、観測 によって形成中の惑星を調べ、ガス惑星への質量降着を調べていくことが必要になる。降着の重力エネルギー を解放することで周惑星系円盤の放射が決まると考えると、木星質量程度の惑星に 10⁻⁸ M_☉/yr 程度の質量降 着があれば、周惑星系円盤放射は最大で 10⁻³ 太陽光度程度になると推測できるため、周惑星系円盤そのもの を観測すること自体は可能であると考えられる。

このためには、円盤中に埋もれた惑星を調べていくことが重要になるが、最近の高コントラスト撮像観測に より、円盤の中に埋もれていると思われる惑星候補天体が見つかってきており、さらに近赤外線領域の熱放射 でも空間的に拡がった構造が見え始めてきている [20; 86]。さらに、2020 年代において多波長で観測すること ができれば、近赤外線から中間赤外線にわたる周惑星系円盤からの SED を得ることができ、周惑星系円盤放 射と伴星天体の放射を区別し、例えば惑星への質量降着率など、惑星形成にとって重要となるパラメータを推 定することが可能になると考えられる [102]。

原始惑星系円盤ガスの散逸時間

原始惑星系円盤の散逸時間の測定は、これまでは主にダスト放射の統計的観測にもとづいてきた (例えば [63])。Herschel により [OI]63 μm などのガス輝線の統計的観測にもとづくガス散逸時間の議論が行われたが、 [OI]63 μm は円盤表層部のみをトレースするためガスの絶対量に対する不定性は大きかった [22]。

円盤ガスの大部分は水素分子であるが、等核分子のため輝線強度が弱く、その統計的観測はこれまで不可能 であった。ガス質量の測定には一般的にはダスト放射や CO 輝線がよく用いられているが、円盤内においては ダスト進化によりダスト吸収係数およびダスト・ガス比が変化する。また、CO は円盤表層部で光解離し、円盤 外縁部の赤道面付近ではダストへ凍結するため、水素分子に対する比が場所により大きく異なる。すなわち、 ダスト放射や CO 輝線による円盤ガス質量の測定は、大きな不定性を伴っている。

近年の地上望遠鏡による高分散分光観測や Spitzer による高感度観測により、中間赤外線にあらわれる水素 分子の純回転励起線の観測が可能になってきた (例えば [12; 59; 67])。また Herschel により、太陽系から最も 近傍に存在する原始惑星系円盤から、112 μ m HD J = 1 - 0 輝線が検出された [11]。水素に対する重水素の存 在量比はファクター程度の範囲で安定しており (例えば [57])、また、ガス散逸していない原始惑星系円盤では H₂ 輝線は光学的に厚いが、HD 輝線は光学的に薄く、ガス質量をトレースするのに適している。ガス散逸が進 んだ円盤に対しては、H₂ 輝線がガス質量の最も良いトレーサーとなる。2020 年代には、SPICA/SAFARI に よる HD 輝線観測や、TMT/MICHI、SPICA による H₂ 輝線の高分散分光観測により、円盤ガス質量の精密測 定を統計的に行うことができるようになり、円盤ガス散逸時間およびガス惑星形成と惑星軌道進化に関する議 論が可能になると期待される。

惑星大気と原始惑星系円盤ガスの C/O 比

近年の系外惑星大気の観測により、大気中の C/O 比に関する議論が可能になりつつある (例えば [51])。惑 星大気の組成は、大気形成時の原始惑星系円盤ガスの組成を反映していると考えられる。従って、系外惑星大 気の C/O 比と円盤内の C/O 比の分布を調べることにより、惑星が円盤内のどの領域で形成されたかに制限 が与えられる可能性がある。

円盤内で炭素や酸素の多くを含む分子としては、 CO, CO_2, H_2O などがある。また CH_4 は、炭素のみを含む分子の中で最も存在量の多い分子である。これらの分子は、各々の雪線 (内側から H_2O, CO_2, CH_4, CO の順に雪線が存在すると考えられる)の外縁ではダストに凍結する (例えば [72; 84])。ダストに凍結した分子が、ダストと共に円盤の内側に移動すると、円盤の半径方向に C/O 比の分布が生じる。

これまでに Spitzer により波長 15 μ m 付近で CO₂ が、10–35 μ m の波長帯で H₂O が多数の原始惑星系円 盤から検出されている (例えば [17; 81])。地上望遠鏡では、3 μ m 付近および 12 μ m 付近で H₂O が検出され ている (例えば [88; 82])。また、3 μ m 付近で最近初めて円盤から CH₄ の吸収線が検出された [30]。双極子放 射が禁止されている CH₄ や CO₂ は、赤外線でのみ観測が可能である。低励起の CO の観測は ALMA などで も可能であるが、高温の惑星形成領域からの放射をトレースするには高励起の 4.7 μ m CO が適しており、既 に多数の円盤から検出されている。

2020年代には、上記分子からの近・中間赤外輝線プロファイルの観測を進める。輝線プロファイルは、主に 円盤のケプラー回転速度によるドップラーシフトをトレースする。従って、円盤からの輝線プロファイルを高 感度・高分散分光観測して解析することにより、その速度構造から円盤内での放射領域を特定できる。多数の輝 線について円盤の各半径のフラックスを測定することにより、分子組成や C/O 比の分布が求められる。このよ うな研究は CO については進められているが (例えば [31; 80])、それ以外の分子はまだであり、TMT/NIRES, IRMOS, MICHI など高感度の高分散分光観測や面分光観測により進展すると期待される。

		必要	安と9る窐退鋧、	天直		
望遠鏡形態	口径	観測モード	波長範囲	波長分解能	視野	空間分解能
地上	\sim 30 m	撮像	可視、近赤外	—	$\sim 5^{\prime\prime}$	$\leq 0^{\prime\prime}_{\cdot}02$
地上	\sim 30 m	撮像	中間赤外	—	$\sim 5^{\prime\prime}$	$\leq 0^{\prime\prime}_{\cdot} 1$
地上	\sim 30 m	(面)分光	近中間赤外	$R \sim 10^4 - 10^5$		$\sim 0\rlap{.}^{\prime\prime}02$
スペース赤外	$\geq 2~{\rm m}$	分光	中間-遠赤外	$R \sim (1-5) \times 10^3$		$\sim 0\rlap{.}^{\prime\prime}02$

必要とすろ望遠鏡 装置

3.10.7 残骸円盤 — 地球型惑星形成期以降の星周環境

残骸円盤とは、原始惑星系円盤の消失後も観測される円盤である [61]。最近の統計によれば、主系列 A 型星の 25-35%、FGK 型星の 3-20%にこのような円盤が付随する。円盤の主成分は固体物質(ダストおよび微惑星)であり、多くの残骸円盤は遠赤外域での熱放射の超過として観測される。その空間的ひろがりはわれわれ

の太陽系のカイパーベルトに概ね対応するが、その熱放射はカイパーベルトに比べはるかに明るく、太陽系に 比べはるかに多いダストが残存することを示唆している。明るく大きな残骸円盤については、可視-電波域で 円盤構造の精力的な観測が行われてきた。すばる望遠鏡による近赤外域での観測例を図 3.94 に示す。

残骸円盤のダストは、原始惑星系円盤のように誕生当時から存在するものではなく、小惑星同士の衝突によ り生成された2次的なものと考えられている。原始惑星系円盤と異なり残骸円盤に残存するガスの量は少なく、 これまでいくつかの検出例があるのみである。この残存ガスの観測は、残骸円盤の物理的・化学的性質を理解 するための新たなアプローチとして注目されている。

近年、「あかり」やSpitzerなどにより、中間赤外および近赤外超過を示す天体が発見され始めている [9;27]。 これらの赤外超過は、より星の近傍の、太陽系で言えば小惑星帯に対応するダストに対応すると考えられる。 ダストの起源としては小惑星同士の衝突だけでなく彗星からの放出の可能性が議論されている。このような暖 かい残骸円盤からの放射は時間変動することが知られ、その理由は明らかではない [62]。

さて、われわれの太陽系の小惑星帯やカイパーベルトの分布や組成は、ガス惑星との相互作用の影響を大き く受けていると考えられる。このことから、系外惑星系と残骸円盤の関連は興味深い。これまでの統計では、 惑星系が存在する星にはより明るい残骸円盤が付随することが知られている [101]。また、いくつかの非常に 明るい残骸円盤に、惑星系が付随することが知られている [55]。いくつかの円盤に観測される構造の歪みは、 まだ見つかっていない惑星との相互作用により生じた可能性が議論されている。

どのような惑星系に、どのような残骸円盤が存在するのだろうか。残骸円盤の構造や組成は、どのように進 化するのであろうか。残骸円盤の構造や組成の観測は、円盤自身の理解のみならず、個々の系外惑星系の進化 史の手がかりになるだろうか。これらの理解のためは、以下の観測が重要となる。

- 撮像による円盤構造の観測を、より高い感度、高空間分解能で進める。これにより、空間構造を議論するサンプルを増やす。同時に、コロナグラフ観測による惑星系検出をより高い感度で進め、円盤構造との関連について議論する。TMTを用いたコロナグラフ観測が特に有効と期待される。
- 2. 暖かい残骸円盤の探査を継続する。検出数については、JWSTを用いた高感度中間赤外測光に大きな期待がかかる。また、これらの円盤について、ガスや氷の検出を試み、ダストの起源や時間変動のメカニズムについて議論する。もしダストが彗星から放出されているようであれば、放出された氷や気化したガスの放射が観測される可能性がある。観測は、分子ガスについては ALMA などの電波望遠鏡で、解離したガスおよび水氷については SPICA で観測を進める。
- 3. 円盤の鉱物組成の分布の観測による、残骸円盤研究の新しいアプローチを開拓する。 太陽系の小惑星は、色、アルベド、スペクトルにより分類され、これらの違いは小惑星の組成の違いによるものと考えられる。異なる型の小惑星は異なる分布を示し、大きな小惑星については軌道サイズと組成の熱的性質に相関がみられる一方、各軌道サイズの総質量についてはより複雑な分布を示す。後者の傾向は、太陽系生成以降の、惑星との相互作用による小惑星の軌道変化によるものと考えられる。小惑星は、可視・赤外域にさまざまな鉱物の吸収を示す。また、小惑星等の衝突破片は残骸円盤でダストとして観測される。そこで、年齢が異なり、かつ空間分解できる明るい残骸円盤について、低分散(R~50)の分光を行う。中・遠赤外域においては SPICA による多数の円盤の観測により、固体天体の鉱物組成を統計的に調べる。可視・近赤外域では円盤散乱光が主星に比べ非常に暗いことから、この観測にはコロナグラフ+分光偏光撮像の機能が必要となる。TMTの登場により、より高い感度および空間分解能の観測が可能になり、また感度の改善によりサンプル数も増やすことができる。可視域については、能動補 償光学の性能の改善により、まずはすばる望遠鏡など8m望遠鏡で観測を開始する。

望遠鏡形態	口径	観測モード	波長範囲	波長分解能	視野	空間分解能
地上	\sim 30 m	コロナグラフ偏光撮像、偏光分光撮像	近赤外		$\sim 20^{\prime\prime}$	$\sim 0\rlap{.}^{\prime\prime}02$
地上	$\sim 8~{\rm m}$	コロナグラフ偏光分光撮像	可視	$R\sim 50$	$\sim 20^{\prime\prime}$	$\sim 0\rlap{.}^{\prime\prime}02$
スペース赤外	$\geq 2~{\rm m}$	連続放射成分の測光、分光	中間遠赤外	$R\sim 10^3$		

必要とする望遠鏡、装置

3.10.8 惑星分布から探る形成過程

太陽系形成論の標準シナリオであるコア集積モデ ルは、太陽から近い順に岩石型惑星、木星型惑星、氷 型惑星が並ぶ状況を自然に説明することができる。し かし系外惑星の軌道の多様性が観測によって明らか となり、太陽系形成論では考慮されていなかった惑 星の大きな軌道進化を取り入れた理論モデルが必要 となった。

微惑星の合体成長についてのN体計算や巨大天体 衝突についての SPH シミュレーション、惑星移動や 軌道進化についての数値シミュレーション等により、 惑星形成の各過程が詳細に調べられてきた。これら をまとめ、各過程の詳細な数値計算結果の本質を残 しつつ簡潔なモデル化を行うことで、大量の惑星形 成シミュレーションにより系外惑星の統計的分布を 導出する手法を、惑星形成論についての Population Synthesis モデルと呼ぶ (例えば [43; 65]; 図 3.101 参照)。このモデルによる系外惑星の統計的分布の予 測と、実際の観測データによるモデルの補正とが相 補的に進められることで、一般的な惑星形成・進化 の過程についての深い理解が得られると期待される。 また 2020 年代には、現在の Population Synthesis の 理論計算がさらに発展し、個々の惑星の形成と軌道 進化だけではなく、複数の惑星形成とその軌道進化 の最終段階までを追った「惑星系形成」の計算が進む ことが期待される。以上の理論的予言に対して、観 測は極めて重要な役割を果たす。多様な観測手法と その高精度化によって、惑星系の一部から全体の描 像が明らかにされ、理論計算へのフィードバックが 行われるだろう。本節では、惑星形成論への重要な 寄与が期待される、今後の惑星探査の展望について 述べる。

Population Synthesis のどの理論モデルが正しい のかを検証するためには、理論的に導きだされた惑 星の軌道分布を実際の観測結果と比較することが必 要となる。系外惑星の発見方法としては、これまで視 線速度法、トランジット法、マイクロレンズ法、直接 撮像法などが惑星の検出に成功してきた。また、近い 将来 GAIA によってアストロメトリ法による系外惑 星の検出も成功すると見込まれている。2020 年代に はこれらのさまざまな惑星発見方法を駆使して、特 に 2010 年代には技術的・観測的制約によって明らか



図 3.101: 計算結果と観測データとの比較。視線速度 法により検出された系外惑星の観測データ(上段)、 Population Synthesis モデルによる計算結果(10000 回行ったもの;下段)、および現在の視線速度法によ る検出限界内の計算結果(中段)について、離心率分 布(左図・中央図)と質量分布(右図)を示してある。 各点の色は、岩石惑星(緑)、ガス惑星(赤)、氷惑星 (青)を表す。([44]より引用、掲載許可取得済み。)



図 3.102:現在までに発見された系外惑星の分布と将 来の惑星探査計画の検出限界の比較。Radial Velocity は VLT/ESPRESSO、Transit は Kepler、Microlens は WFIRST 計画、Direct Imaging は TMT/SEIT と E-ELT/EPICS、Astrometry は GAIA をそれぞれ参 照した。

にできていなかった軌道パラメータ領域の惑星分布を明らかにしていくことができるだろう。それと同時に、 惑星の軌道分布と主星の金属量やタイプ(太陽型星、M型矮星、巨星など)の関係も、より詳細に明らかに なっていくだろう(図 3.102)。 また惑星の検出可能な軌道パラメータの拡大によって、2010年代までは主に「惑星」の統計的分布を議論し てきたが、2020年代には惑星系の内側から外側、そして小型惑星から巨大惑星までを網羅した「惑星系」につ いての統計量を調べていくことが可能となる。これによって惑星系ごとに惑星形成と軌道進化を理論モデルと 比較することができるようになり、Population Synthesisモデルへの多くのフィードバックが期待される。こ れによって、多様な惑星系形成と軌道進化について全体像を理解していくことができるだろう。

このような研究を実現するためには、同一の惑星系において以下のように複数の観測方法を組み合わせることで、幅広い軌道パラメータの惑星を検出していくことが要求される。

● <0.5AU の地球型惑星:トランジット法、視線速度法によるサーベイ

- 0.5-5AU の木星型惑星: 視線速度法による長期観測
- 数 AU の地球型惑星:マイクロレンズ法(3.11.5 節参照), 直接撮像法によるサーベイ
- 数 AU 以遠の木星型惑星:直接撮像法によるサーベイ

必要とする望遠鏡、装置						
望遠鏡形態	口径	観測モード	波長範囲			
地上	\sim 8–30 m	高解像高コントラスト撮像	近中間赤外			
地上	\sim 8–30 m	高分散分光	近中間赤外			
スペース	$\geq 2 \ m$	撮像、低分散分光	中間遠赤外			
地上・スペース	$\geq 1~{\rm m}$	トランジット、マイクロレンズ	可視–近赤外			
地上	$\sim 1~{\rm m}$	高分散分光	可視–近赤外			
スペース	$\sim 1~{\rm m}$	アストロメトリ	可視			

3.10.9 原始惑星系円盤における有機高分子の成長 — 生命系形成の黎明

原始惑星系円盤における有機分子の生成過程の解明は、生命起源分子種の生成過程解明に関連する、重要な テーマである。理解の大きな障壁のひとつが、これまでのミッションの感度である。これまで星間空間におけ る有機分子の生成過程の観測的検証は、主に明るい大質量星形成領域で議論がされてきた [69; 10]。2020 年代 には TMT などの高い感度により、惑星形成領域の有機分子の空間分布を観測し、生命起源分子種との関連を 議論することも可能になると期待される。

理解のもうひとつの大きな障壁は、有機分子を生成する重要な化学反応である、塵表面に凍結した原子・分 子の化学反応がよくわかっていないことである。暖かい塵表面では気相反応では生成され難い複雑な有機分子 の生成反応が比較的効率よく進むと考えられており、塵表面におけるアミノ酸の生成も示唆されている。円盤 外縁部で生成されたこのような有機高分子は塵と共に中心星に向って降着し、惑星形成領域で気化し、生成さ れる惑星大気の組成に影響する可能性がある。2010年代には ALMA により比較的円盤外縁の低温領域にお いて塵表面反応で生成され、紫外線脱離により気相に放出された有機分子の観測が進むと期待される。一方、 2020年代の赤外線観測により、より円盤内縁の暖かな塵表面で生成された有機分子や惑星形成領域で気化した 有機分子の観測が可能になる。このことにより、惑星形成領域における様々な有機分子の分布や塵表面反応に 対する理解が進展すると期待される。

これまでに Spitzer により波長 15 μ m 付近で HCN や C₂H₂ といった小さな有機分子は多数の原始惑星系円 盤から検出されている (例えば [17; 81])。地上望遠鏡でも、3 μ m 付近と 13 μ m 付近で HCN, C₂H₂ などが検出 されている (例えば [58])。これらの存在量が多く輝線強度が強い分子については、2020 年代の TMT による高 感度の高分散分光観測や面分光観測により、その空間分布が明らかになると期待される。一方で、より複雑な有 機分子は存在量が少なく、輝線強度も弱いため原始惑星系円盤からの検出例はまだない。しかし、彗星からは波 長 3 μ m 付近で CH₃OH が (例えば [50])、また大質量星形成領域では 11 μ m 帯で HNCO [49]、Herschel/HIFI により 150–650 μ m の幅広い波長帯で HCOOH, CH₃OH, HNCO などの様々な分子種が検出されている (例え

ば [69])。2020 年代の TMT や SPICA による高感度観測により、これらの複雑な分子種が原始惑星系円盤から も検出されることが期待される。

原始惑星系円盤からの遷移線の線幅は狭い ($\sim 20 \text{ km s}^{-1}$) ため、特に強度の弱い輝線の観測には、 $R \ge 10^4$ の高分散分光観測が効率的である。また、遷移線を速度分解してスペクトロ・アストロメトリの手法により遷移線の放射領域を求めるには、超高分散 ($R \sim 10^5$)の分光観測が必要となる。

		必要	とする望遠鏡 、	装置		
望遠鏡形態	口径	観測モード	波長範囲	波長分解能	視野	空間分解能
地上	\sim 30 m	(面)分光	近中間赤外	$R \sim 10^4 - 10^5$		$\sim 0\rlap{.}^{\prime\prime}02$
スペース赤外	$\geq 2 \ {\rm m}$	分光	中間遠赤外	$R \sim (1-5) \times 10^3$		

3.10.10 まとめ

本章で述べたテーマを進める上で必要な観測装置および望遠鏡について表 3.12 にまとめる。

3.10.11 班員構成、担当、および謝辞

氏名	所属	主な担当章節
高見道弘	台湾中央研究院天体及天体物理研究所 (班長)	$\S 3.10.2, \S 3.10.7$
大朝由美子	埼玉大学	$\S 3.10.3, \S 3.10.4$
片岡章雅	東京工業大学・ハイデルベルグ大	$\S 3.10.5$
中島康	一橋大学	$\S 3.10.3, \S 3.10.4$
中村文隆	国立天文台理論研究部	§ 3.10.3, § 3.10.4 (アドバイザー)
野村英子	東京工業大学	$\S 3.10.6, \S 3.10.9$
本田充彦	神奈川大学	$\S 3.10.5$
武藤恭之	工学院大学	$\S 3.10.5, \S 3.10.8, \S 3.10.6$
松尾 太郎	京都大学	§ 3.10.8, § 3.10.6 (系外惑星班・班長)
佐々木 貴教	京都大学	§ 3.10.8 (系外惑星班)
成田 憲保	国立天文台	§ 3.10.8 (系外惑星班)
住貴宏	大阪大学	§ 3.10.8 (系外惑星班)

謝辞

藤原英明氏(国立天文台ハワイ観測所)には、当初班員として検討に参加していただいた。残骸円盤につい て提案されている研究は、彼の貢献が大きい。一方で、今回の原稿には未掲載としたが、西合一矢氏(大阪府 立大学)、伊藤洋一氏(兵庫県立大学・西はりま天文台)秋田谷洋氏(広島大学)には、低質量星生成のいく つかの研究課題について大変有意義な議論をさせていただいた。

星生成、惑星系形成の分野とも、実際にたずさわる研究の範囲を越え、この冊子でも述べる他のいくつかの 分野と密接な関係にある。星生成については、系外銀河や宇宙金属進化史の研究とのシナジーについて検討す る上で、サイエンス検討班の大内正己班長(初代天体・再電離)田中賢幸班長(銀河進化・構造形成)田中 雅臣班長(恒星物理・超新星・晩期型星)この他大山陽一氏、Wei-Hao Wang 氏、Yen-Ting Lin 氏(以上台 湾中央研究院)と有意義な議論をさせていただいた。惑星系形成については、系外惑星班の河原創氏とも有意 義な議論をさせていただいた。

2014年9月の光天連シンポジウムは、検討班を越えてサイエンスの内容を検討する貴重な機会であった。上 に述べた西合氏、伊藤氏、秋田谷氏の他、内山瑞穂氏(東京大学)、小谷隆行氏(国立天文台)、日下部展彦氏 (国立天文台)、関口朋彦氏(北海道教育大学)、津村耕司氏(東北大学)に有意義な議論の機会をいただいた。

以上の方々に、この場を借りてお礼を申し上げたい。

口径

望遠鏡形態

観測モード	波長範囲	波長分解能	視野	空間分解能				
個々の星の誕生過程および質量決定:大質量星 (§3.10.3)								
分光	近赤外	$(1-3) \times 10^4$	_					
撮像	中間赤外		$\gg 10^{\prime\prime}$	$\sim 0^{\prime\prime}_{\cdot} 1$				
分光、分光撮像	近・中間赤外	$\geq 10^3$	_	$\sim 0^{\prime\prime}_{\cdot} 1$				
撮像	近・中間赤外		$\gg 10^{\prime\prime}$	$\sim 0^{\prime\prime}_{\cdot} 1$				
誕生過程および質量決定:若い褐色矮星および惑星質量天体 (§3.10.3)								
測光、分光、分光撮像	近・中間赤外	~ 1000	$<\!5''$	<05				
測光、分光	遠赤外	300-1000						
集団としての星生成:IMF(§3.10.4)								
撮像・測光	近赤外		> 10'	$\sim 0.5''$				
右工 (二八) 1/2		1000	. 10/	0// =				

表 3.12: 必要とする望遠鏡、装置

スペース、南極	$\geq 2~{\rm m}$	分光	近赤外	$(1-3) \times 10^4$					
地上大口径	$\geq 25~{\rm m}$	撮像	中間赤外		$\gg 10^{\prime\prime}$	$\sim 0.1''$			
地上大口径	$\geq 25~{\rm m}$	分光、分光撮像	近・中間赤外	$\geq 10^3$	—	$\sim 0.1''$			
スペース	$> 2 \mathrm{m}$	撮像	近・中間赤外		$\gg 10^{\prime\prime}$	$\sim 0.1''$			
スペース	$\gg 1 \text{ m}$	測光、分光、分光撮像	近・中間赤外	~ 1000	<5"	<0			
スペース	$> 1 \mathrm{m}$	測光、分光	遠赤外	300 - 1000	—				
 集団としての星生成:IMF(§3.10.4)									
地上大口径	$\gg 10 \text{ m}$	撮像・測光	近赤外		> 10'	$\sim 0.5''$			
地上・宇宙	$\geq 8~{\rm m}$	多天体分光	近赤外	~ 1000	> 10'	$\sim 0.5'$			
 集団としての星生成:赤外暗黒星雲の星形成 (§3.10.4)									
スペース赤外	> 2 m	撮像・分光	中間・遠赤外	~ 1000	> 1'	< 5''			
地上大口径	$\gg 8~{ m m}$	撮像	中間赤外		$\gg 10^{\prime\prime}$	$\ll 1^{\prime\prime}$			
地上	\sim 30 m	撮像	可視・近赤外		$\sim 5^{\prime\prime}$	≤ 0.03			
地上	\sim 30 m	撮像	中間赤外		$\sim 5^{\prime\prime}$	≤ 0 ."1			
地上	> 8 m	面分光	近赤外	> 10	$> 10^{\prime\prime}$	≤ 0 ."03			
地上	\geq 30 m	空間分解分光・IFU	中間・遠赤外	> 300	> 10''	$\sim 0.1''$			
地上	> 8 m	高分散分光	近・中間赤外	$\sim 10^5$	> 10''				
スペース	> 2 m	分光	遠赤外	> 300	> 10''				
スペース	> 2 m	分光	中間・遠赤外	$\sim 10^3$	$> 10^{\prime\prime}$	—			
ガス惑星の形成 (§3.10.6)									
地上	\sim 30 m	撮像	可視、近赤外		$\sim 5^{\prime\prime}$	≤ 0 ."02			
地上	\sim 30 m	撮像	中間赤外		$\sim 5^{\prime\prime}$	$\leq 0.1''$			
地上	\sim 30 m	(面)分光	近中間赤外	$10^4 - 10^5$	—	$\sim 0\rlap{.}^{\prime\prime}02$			
スペース赤外	$\geq 2~{\rm m}$	分光	中間遠赤外	$(1-5) \times 10^{3}$	—	~ 0.02			
残骸円盤―地球型惑星形成期以降の星周環境 (§3.10.7) (CG:コロナグラフ)									
地上	\sim 30 m	CG 偏光撮像、偏光分光撮像	近赤外		$\sim 20^{\prime\prime}$	$\sim 0^{\prime\prime}_{\cdot}02$			
地上	$\sim 8~{\rm m}$	CG 偏光分光撮像	可視	~ 50	$\sim 20^{\prime\prime}$	~ 0.02			
スペース赤外	$\geq 2~{\rm m}$	連続放射成分の測光、分光	中間遠赤外	$\sim 10^3$	_				
惑星分布から探る形成過程 (§3.10.8)									
地上	\sim 8–30 m	高解像高コントラスト撮像	近中間赤外						
地上	\sim 8–30 m	高分散分光	近中間赤外						
スペース	$\geq 2~{\rm m}$	撮像、低分散分光	中間遠赤外						
地上・スペース	$\geq 1 \text{ m}$	トランジット/マイクロレン ズ	可視近赤外						
地上	$\sim 1~{\rm m}$	高分散分光	可視–近赤外						
スペース	$\sim 1~{\rm m}$	アストロメトリ	可視						
	\sim 30 m	(面)分光	近–中間赤外	$10^4 - 10^5$		$\sim 0^{\prime\prime}_{\cdot}02$			
スペース赤外	$\geq 2 \text{ m}$	分光	中間遠赤外	$(1-5) \times 10^{3}$	_	_			

参考文献

[1] 片岡章雅、天文月報 2014 年 5 月号、278

- [2] すばる望遠鏡プレスリリース (2013/8/4)
- [3] Adachi, I. et al. 1976, Prog. Theor. Phys., 56, 1756
- [4] Alexander, R. et al. 2014, in Protostars and Planets VI, ed. H. Beuther, R. Klessen, C. Dullemond, and Th. Henning, (Tucson: Univ. Arizona Press), 475
- [5] Andre, P., Ward-Thompson, D., & Greaves, J. 2012, Science, 337, 69
- [6] Arce, H. G. et al. 2007, Protostars and Planets V, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, and K. Keil (Tucson: Univ. Arizona Press) p.245
- [7] Bai, X.-N., 2013, ApJ, 772, 96
- [8] Battersby, C., Bally, J., Jackson, J. M., et al. 2010, ApJ, 721, 222
- [9] Beichman, C. A., Tanner, A., Bryden, G., et al. 2006, ApJL, 639, 1166
- [10] Belloche, A., Garrod, R. T., Müller, H. S. P. & Menten, K. M. 2014, Science, 345, 1584
- [11] Bergin, E. A., Cleeves, L. I., Gorti, U. et al., 2013, Nature, 493, 644
- [12] Bitner, M. A., Richter, M. J., Lacy, J. H. et al., 2008, ApJ, 688, 1326
- [13] Blum, J. & Wurm, G. 2008, ARA&A, 46, 21
- [14] Brown, J. M. et al. 2013, ApJ, 770, 94
- [15] Bockelee-Morvan, D., Gautier, D., Hersant, F., Huré, J., & Robert, F., 2002, A&A, 384, 1107
- [16] Canup, R. M. & Ward, W. R., 2006, Nature, 441, 834
- [17] Carr, J. S. & Najita, J. R., 2008, Science, 319, 1504
- [18] Ciesla, F. J. 2007, Science, 318, 613
- [19] Crida, A. et al., 2006, Icarus, 181, 587
- [20] Currie, T., et al. 2014, ApJL, 796, id.L30
- [21] de Wit, W.J. et al. 2009, A&A, 494, 157
- [22] Dent, W. R. F., Thi, W. F., Kamp, I. et al. 2013, PASP, 125, 477
- [23] Elias, J. H. et al. 2006, SPIE Proc., 6269,122
- [24] Fabian, D., Jäger, C., Henning, T., Dorschner, J., & Mutschke, H. 2000, A&A, 364, 282
- [25] Forgan, D. et al. 2015, MNRAS, 447, 836
- [26] Fortney, J. J. et al., 2008, ApJ, 683, 1104
- [27] Fujiwara, H., Ishihara, D., Onaka, T., et al. 2013, A&A, 550, A45
- [28] Fung, J. et al., 2014, ApJ, 782, 88
- [29] Garaud, P., & Lin, D. N. C., 2007, ApJ, 654, 606
- [30] Gibb, E. L. & Horne, D., 2013, ApJ, 776, L28
- [31] Goto, M., Usuda, T., Dullemond, C. P. et al. 2006, ApJ, 652, 758
- [32] Greene, T., 2001, American Scientist, vol. 89, Issue 4, p.316
- [33] Guilloteau, S. et al. 2011, A&A, 529, id.A105
- [34] Guilloteau, S. et al. 2012, A&A, 547, 84
- [35] Hacar, A. et al. 2013, A&A, 554, 55
- [36] Harker, D. E., & Desch, S. J. 2002, ApJ, 565, L109
- [37] Hayashi, C., 1981, Progress of Theoretical Physics Supplement, 70, 35
- [38] Hayashi, C., Nakazawa, K. and Nakagawa, Y., 1985, Protostars and Planets II, 1100
- [39] Hennebelle, P., & Chabrier, G. 2008, ApJ, 684, 395
- [40] Hillenbrand, L. 1997, AJ, 113, 1733
- [41] Honda, M., Inoue, A. K., Fukagawa, M., et al., 2009, ApJL, 690, L110
- [42] Hughes, M. et al. 2011, ApJ, 727, 85
- [43] Ida, S., Lin, and D. N. C., 2004, ApJ, 604, 388
- [44] Ida, S., Lin, D. N. C. and Nagasawa, M., 2013, ApJ, 775, 42
- [45] Jackson J. M., Finn S. C., Rathborne J. M., Chambers E. T., Simon R., 2008, ApJ, 680, 349

- [46] Johansen, A. et al. 2007, Nature 448, 1022
- [47] Kataoka. A. et al. 2013, A&A, 557, L4
- [48] Kemper, F., Vriend, W. J., & Tielens, A. G. G. M. 2004, ApJ, 609, 826
- [49] Knez, C., Lacy, J. H., Evans, N. J., van Dishoeck, E. F. & Richter, M. J. 2009, ApJ, 696, 471
- [50] Kobayashi, H., Bockelée-Morvan, D., Kawakita, H., et al. 2010, A&A, 509, 80
- [51] Konopacky, Q. M., Barman, T. S., Macintosh, B. A., & Marois, C., 2013, Science, 339, 1398
- [52] Kraus, A. L. & Ireland, M. J. 2012, ApJ, 745, 5
- [53] Krouopa, P., 2008, "The Metal-Rich Universe", 227
- [54] Krouopa, P. et al. 2013, "Planets, Stars and Stellar Systems Vol.5", 115
- [55] Lagrange, A.-M., Bonnefoy, M., Chauvin, G., et al. 2010, Science, 329, 57
- [56] Lin, D. N. C. and Papaloizou, J., 1986, ApJ, 307, 395
- [57] Linsky, J. L. 2007, Space Sci. Rev. 130, 367
- [58] Mandell, A. M., Bast, J., van Dishoeck, E. F. et al. 2012, ApJ, 747, 92
- [59] Martin-Zaïdi, C., Habart, E., Augereau, J.-C. et al., 2009, ApJ, 695, 1302
- [60] Masunaga, H. & Inutsuka, S., 1999, ApJ, 510, 822
- [61] Matthews, B. C., Krivov, A. V., Wyatt, M. C., Bryden, G., & Eiroa, C. 2014, in Protostars and Planets VI, ed. H. Beuther, R. Klessen, C. Dullemond, and Th. Henning, (Tucson: Univ. Arizona Press), 521
- [62] Melis, C., Zuckerman, B., Rhee, J. H., et al. 2012, Nature, 487, 74
- [63] Meyer, M. R., Backman, D. E., Weinberger, A. J., & Wyatt, M. C. 2007, in Protostars and Planets V, ed. B. Reipurth, D. Jewitt and K. Keil (Tucson: Univ. Arizona Press), 573
- [64] Mizuno, H. et al., 1978, PTP, 60, 699
- [65] Mordasini, C., Alibert, Y. and Benz, W., 2009, ApJ, 501, 1139
- [66] Muto, T. et al., 2012, ApJL, 748, 22
- [67] Najita, J. R., Carr, J. S., Strom, S. E. et al., 2010, ApJ, 712, 274
- [68] Najita, J. R., Carr, J. S., Pontoppidan, K. M., et al., 2013, ApJ, 766, 134
- [69] Neill, J. L., Bergin, E. A., Lis, D. C. et al., 2014, ApJ, 789, 8
- [70] Oasa, Y. et al. 2006, AJ, 131, 1608
- [71] Oasa, Y. et al. 2008, AJ, 136, 1372
- [72] Öberg, K. I., Murray-Clay, R., & Bergin, E. A. 2011, ApJ, 743, L16
- [73] Oka, A., Inoue, A. K., Nakamoto, T., & Honda, M., 2012, ApJ, 747, 138
- [74] Okamoto, Y. K., et al. 2004, Nature, 431, 660
- [75] Padoan, P & Nordlund, Å 2004, ApJ, 617, 559
- [76] Pascucci, I. et al. 2011, ApJ, 736, 13
- [77] Peretto, N., & Fuller, G. A. 2009, A&A, 505, 405
- [78] Pinilla, P. et al. 2012, A&A, 538, 114
- [79] Pollack, J. B. et al., 1996, Icarus, 124, 62
- [80] Pontoppidan, K. M., Blake, G. A., van Dishoeck, E. F. et al., 2008, ApJ, 684, 1323
- [81] Pontoppidan, K. M., Salyk, C., Blake, G. A. et al., 2010, ApJ, 720, 887
- [82] Pontoppidan, K. M., Salyk, C., Blake, G. A. & Käufl, H. U. 2010, ApJ, 722, L173
- [83] Pontoppidan, K. M. et al. 2011, ApJ, 733, 84
- [84] Pontoppidan, K. M., Salyk, C., Bergin, E. A. et al. 2014, in Protostars and Planets VI, ed. H. Beuther,
- R. Klessen, C. Dullemond, and Th. Henning, (Tucson: Univ. Arizona Press), 363
- [85] Quanz et al., 2013, ApJL, 766, id.L1
- [86] Quanz, S. P. et al. 2015, ApJ, 807, 64
- [87] Robberto, M. et al. 2004, ApJ, 606, 952
- [88] Salyk, C., Pontoppidan, K. M., Blake, G. A. et al. 2008, ApJ, 676, L49

- [89] Sargent, B. A., et al. 2009, ApJS, 182, 477
- [90] Shepherd, D. S., Povich, M. S., Whitney, B. A. et al. 2007, ApJ, 669, 464
- [91] Shuping, R. Y. et al. 2004, AJ, 128, 363
- [92] Simon, R., Jackson, J. M., Rathborne, J. M., & Chambers, E. T. 2006, ApJ, 639, 227
- [93] Suzuki, T. K., and Inutsuka, S. -i., 2009, ApJL, 691, L49
- [94] Tan, J. C. et al. 2014, Protostars and Planets VI, 149
- [95] Tanaka, H. et al. 2002, ApJ, 565, 1257
- [96] van Boekel, R., et al. 2004, Nature, 432, 479
- [97] van der Tak, F.F.S. et al. 2005, A&A, 431, 993
- [98] Vinkovic, D. 2009, Nature, 459, 227
- [99] Weidenschilling, S.J. 1977, MNRAS, 180, 57
- [100] Wilcock, L. A., Ward-Thompson, D., Kirk, J. M., et al. 2012, MNRAS, 422, 1071
- [101] Wyatt, M. C., Kennedy, G., Sibthorpe, B., et al. 2012, MNRAS, 424, 1206
- [102] Zhu, Z. 2015, ApJ, 799, 16

3.11. 系外惑星

3.11 系外惑星

3.11.1 検討結果の要旨と必要観測仕様のまとめ

2009年に打ち上げられた Kepler は銀河系に地球サイズの惑星が普遍的に存在することを示した。2010年代 後半には、Kepler の後継機である TESS や地上からの可視光や赤外線の高精度な視線速度法観測によって太陽 系近傍で数多くの地球サイズの惑星が発見され、「地球型系外惑星」という新たなキーワードにむかって研究 はさらに加速するだろう。以上を踏まえて、2020年代に取り組むべき3つの科学的テーマについて述べる。

- 太陽系を含めた多様な惑星系の起源の解明 多様な惑星系の起源解明において鍵になるのが恒星周りでの惑星のアバンダンス(頻度分布)である。これまで、地上の視線速度法観測や Kepler によって、雪線より内側の惑星のアバンダンスが明らかになってきた。2020年代に打ち上げが計画されている広視野赤外線衛星(WFIRST-AFTA)の重力マイクロレンズ観測は、その惑星の分布に関する我々の部分的な理解を大きく進めることが期待される。WFIRST-AFTAは、広視野かつ宇宙からの高い角度分解能を活かした銀河系中心の観測を通して、ハビタブルゾーンの外縁部から雪線の外側にある地球質量までの軽い惑星の検出を可能とする。先の Kepler によるトランジット観測の結果と併せることによって、木星型惑星から地球型惑星までの雪線外側までの惑星分布を完全に明らかにすることが期待される。特に、この改訂は代表的な惑星形成論のコア集積理論に大きな観測的な制約をもたらすだろう。WFIRST-AFTAに加えて、2020年代には、高精度の赤外線アストロメトリ観測のJASMINEによる褐色矮星を含む晩期型星周りの惑星探査や、岡山天体観測所をはじめとしてこれまで長期観測を進めてきた地上の視線速度法による長周期惑星の探査が、本テーマに重要な貢献をする。
- ・惑星の物理・化学現象の包括的な理解 発見された惑星は、トランジットの光度変動や惑星大気の分光 観測によって惑星の軌道や大気組成の理解が進められる。まず、その口火を切るのが 2018 年に打ち上げ 予定の JWST である。JWST は、口径 6.5 m の可視光から中間赤外線までの汎用望遠鏡でありながら、 非常に高い指向精度を有するため、高安定の分光観測が実現される。その結果、HST や Spitzer でのトラ ンジット分光観測に比べて質の高いデータを提供する。特に、広い波長帯域を活かした惑星の大気分光に よって惑星のスペクトルが明らかにされる。また、高安定な分光器によって木星型惑星からスーパーアー スまでの大気組成を精密に測定することが期待される。さらに、2020 年代には、WFIRST-AFTA に搭 載が検討されている可視光コロナグラフも鍵になるだろう。可視光コロナグラフは、スペース望遠鏡と しては初めて、望遠鏡の光学系をリアルタイムに補正する可変形鏡が搭載される。これによって、2 m 級 の望遠鏡ではあるものの、離角 0.1 秒角でコントラスト 10 の –9 乗という高い仕様を達成し、惑星から の反射光の直接検出に初めて成功するだろう。これらの計画に加えて、望遠鏡が高安定な SPICA や地上 からの水蒸気観測が可能な南極望遠鏡での惑星のトランジット分光観測も追求することが重要であろう。
- ・地球生命を基本とした生命居住可能性(ハビタビリティ)の理解と宇宙における生命現象の探査 2010 年代後半から 2020年代前半にかけては、広視野かつ高精度の測光が行なわれる TESS および PLATO が 打ち上げられ、また地上からはすばる望遠鏡をはじめとした赤外線視線速度法観測が大規模に世界的に行 なわれ、太陽系近傍の恒星周リのトランジット惑星の発見が一気に進められる。これらの計画は、Kepler および WFIRST-AFTA が惑星のアバンダンスを調査することと相補的であり、M 型星周りのハビタブ ルゾーンにある地球サイズの惑星にも感度を有するので、将来の直接撮像やトランジットでの惑星の分 光観測の重要な一歩になるであろう。発見された惑星の一部については、TMT での極限補償光学によ る反射光検出や JWST の透過光分光によって、スーパーアースまでの分光観測が進められ、ハビタビリ ティの理解において鍵となる水蒸気や二酸化炭素の検出が行なわれる。そして、2030年代に向けた、宇 宙望遠鏡における本格的な宇宙生命探査につながるであろう。

3.11.2 初めに

1995年に太陽以外の恒星を周回する惑星(系外惑星)が発見されて以来、現在までに1000を超える系外惑 星が確認されている。これらの発見は、多様な惑星系の姿を次々と明らかにし、太陽系という惑星系の比較対 象をもたらすことによって、私たちの宇宙観を大きく変えることになった。1995年以前まで太陽系に閉じてい た惑星形成論は見直されることを余儀なくされ、より普遍的な「惑星系形成論」の構築が試みられている。ま た、8つの太陽系惑星を詳細に調べる惑星科学は、1000を超える個々の系外惑星にも対象を広げ、各惑星の物 理的・化学的現象を包括的に理解する取り組みが始まったところである。そして、系外惑星分野における究極 的な目標が、「宇宙における生命」の発見である。なぜなら、地球生命を宇宙の中のひとつの個体として捉え ることになり、私たちの生命観をも変えることにつながるからである。宇宙における生命の探査は、学問の急 速な発展を通して現実味を帯びつつある。このように、太陽系外惑星という新しい学問領域は、前節の3つの 科学テーマを中心に相互発展するだろう。

本節では、大別して次の3つのサブセクションから構成される。初めに、2010年代末から2020年代の初頭 に大きく理解が進むであろう、自己放射天体の観測的研究について3.11.3節で述べる。自己放射天体の観測的 研究は、これらの天体探査からその分布が明らかにされ、その惑星形成・進化論を発展させる研究であると同 時に、各天体の特徴づけから系外惑星科学への足がかりにもなる研究である。なお、惑星分布から探る形成過 程の研究や今後の惑星探査の展望に関しては、前節「星惑星系形成」(3.10.8節)を参照されたい。次に3.11.4 節では、現在進められている惑星大気の分光観測に基づいて、2020年代に系外惑星科学がどのように発展する かを議論する。最後の3.11.5節では、2020年代後半から2030年代にかけて研究が進められる、ハビタブル惑 星の大気の観測的研究について述べる。この研究は、宇宙における地球生命の居住可能性の理解を大きく発展 させることが期待される。

本分野は他の分野に比べて新しく、急速に発展している。従って、革新的な技術や観測手法の登場によって、 その進展は一気に加速する。この章で述べることは、あくまでも現状の技術や観測手法を前提にしており、2020 年代初頭には、本分野の状況は全く異なる可能性があることに注意いただきたい。

3.11.3 若い惑星・褐色矮星(自己放射天体)の観測的研究

1995年に褐色矮星 [53]、2008年には形成直後(約50万年)の系外惑星 [49]の直接撮像に成功した。この 二つの天体は、熱源は異なるものの自らの熱放射で輝く、自己放射天体として括られる。木星質量の72倍か ら13倍が褐色矮星、木星質量の13倍以下が惑星として定義されているが、観測的には連続的なものとして認 識することができる。2020年代には、これらの自己放射天体の特徴づけを通して、褐色矮星や惑星の形成・進 化、その大気構造の理解が進むことが予想される。本節では、本分野の研究背景について簡単に総括し、2020 年代に展開される研究について述べる。

研究背景

自己放射天体の研究は、対象天体が明るいため、その光を直接捉える直接撮像法が適している。ただし、恒 星の周りを周回する惑星については、主星のハローによって対象天体の光が埋もれるため、直接捉えることは 困難となる。この場合、高コントラスト装置(補償光学とコロナグラフ)の性能に応じて、主星からの距離に 応じた伴星の検出限界が決定される。代表的な直接撮像による自己放射天体の探査には、すばる望遠鏡を用い た Strategic Exoploration of Exoplanets and Disks with Subaru (SEEDS)計画がある。SEEDS 計画は、400 に及ぶ数の恒星を観測するなど、大規模な探査を進めてきた。その結果、太陽型恒星 GJ 504 から約 44 AU 離れた距離を公転する巨大惑星 GJ 504b や B 型の恒星 κ And を公転する惑星候補天体 (κ And b)などを発 見するに至った [40; 10]。また、それらのサンプルの統計的分析からは、数十 AU 以上の軌道長半径をもち、 質量が木星の数倍以上の惑星、もしくは褐色矮星質量の伴星が稀な存在であることが示唆されている [80; 8]。



図 3.103: 直接撮像された惑星と距離が視差から測定されている褐色矮星の色-等級図 $(H - K_{\rm s} \text{ vs. } M_{\rm H})$ 。円の プロットは MLT 型矮星のデータ [19; 20]。直接撮像惑星に対するプロットは、HR 8799 bcde [49; 65; 15]、 Pic b [75; 15]、2M 1207b [18; 50; 12]、 1RXJ 1609b [82; 41]、AB Pic b [75; 13]、GJ 504b [75; 31] に対する データ。破線と点線は、大気モデル計算による 200-900 K の有効温度および log (g) = 4の表面重力をもつ天体 の色-等級関係 [51; 43; 62; 63]。破線と点線は、雲なし (clear) のモデルと比較的雲に富んだ (cloudy) モデルを それぞれ示す。一部の直接撮像された惑星は、 $H - K_{\rm s} \text{ vs. } M_{K_{\rm s}}$ 図上では MLT 型矮星と比較して異なる位置 にプロットされることがわかる。例えば、SEEDS で検出された GJ 504b のカラーについてもその様な特殊性 がある。 GJ 504b は late-T 型褐色矮星に相当する温度をもっていると推測されているが [40]、その $H - K_{\rm s}$ カラーは T 型褐色矮星に比べて赤い。この様なカラーの特殊性は、自己放射惑星と褐色矮星との間で、表面重 力、金属量、または雲の特性が異なることが原因かもしれない (例えば [5; 48; 40; 31])。そのような特性に差 異が現れることで色等級関係が変化することは、図中のモデルによる色-等級関係が雲の量に依存して変化する ことからもわかる。

Brandt らによる分析 [8] からは、仮定した惑星分布則に依存するが、1-3%程度の恒星がそのような質量の伴 星をもつことが導出された。

これまでに発見された天体は図 3.103 に示す色-等級図によって分類される。また、分光観測によってスペク トルが取得されてきた。それらは、有効温度、表面重力、大気構造、さらには金属量、化学組成を導出・制限 することにつながっている。例えば、日本の赤外線天文衛星「あかり」により取得された褐色矮星の近赤外線 スペクトルの解析により、太陽元素組成からずれた C と O の元素存在量を持つ褐色矮星の存在や、彩層活動を 有する褐色矮星が発見された [74; 69; 68]。また、SEEDS 探査により見つかった GJ 504b の *J* – *H* カラーは 極低温の T 型褐色矮星のカラーに近く (図 3.103 参照)、その惑星が非常に低温であることが示唆される [40]。 実際に、その大気が低温であることは、T 型褐色矮星に特徴的なメタンが GJ 504b に対して検出されたことか らも裏付けられた [31]。さらに近年では、高分散分光を用いて惑星の自転速度や組成を導出する技術も考案さ れた。2020 年代には、望遠鏡および観測装置の性能向上によって、1.新しいパラメータスペースにある天体 を対象に、2.より確度の高い特徴づけが可能となることが期待される。

大気の観測的研究

2020年代は、TMT および SPICA の登場によって、高感度化、高空間分解能化、広帯域化が期待される。 これらは、新たな領域にある褐色矮星や惑星の発見につながるだけでなく、その個々の褐色矮星や惑星の特徴 づけにつながる。褐色矮星のような低温天体の大気は、分子やダストに支配されているため大変複雑な構造を しており、もはや恒星大気の延長線上にはなく、特有の物理を考えなければならない。2000年代では、分子化 学やダストの生成・沈降の効果を組み込んだ褐色矮星の進化モデルや大気モデルが発達した。放射・対流平衡 に基づくモデルは、近赤外線領域の断片的な観測データをほぼ再現することができているが、長波長側の観測 スペクトルもあわせた広波長領域の観測スペクトルを説明することは困難である。これは、既存の大気モデル が褐色矮星の高度方向の構造を再現できていない、あるいは、水平方向に構造をもつとすれば、それを考慮す る必要があることを意味している。最近の測光観測による変光のモニタリング [3; 57] や、高分散分光データを 用いたドップラーマッピング [14] により、水平方向に構造があることが明らかになってきた。鉛直方向につい ても、複数の観測波長バンドにおける変光の位相差から、異なる高度にダスト雲が存在している可能性が示唆 されている [6]。より現実的な圧力–温度-プロファイルを導出するためには、動力学過程を考慮した大気構造を 考えていく必要があるだろう。

褐色矮星同様に自己放射惑星に対しても、カラーやスペクトルを分析することによるその特徴付けが進んで いる。まず、発見された惑星に対して比較的容易に取得できる情報は、惑星のカラー(図 3.103 参照)や低分 散スペクトルである。これらの情報は、惑星の温度や表面重力に加えて、大気構造、さらには金属量の制限に つながる。中分散スペクトルは惑星の大気組成の制限に役立つ。特に惑星大気中の C や O の存在量や、その 比の導出ができれば惑星の形成起源を制限することにつながる [54]。実際に、惑星 HR 8799c に対する中分散 分光観測 (分解能約 4000、K バンドの波長帯) が Keck で行われ [37]、その大気中の C や O の量や、その比の 導出が試みられた。その結果、様々な不定性のため確かな結論を得るには至っていないが、HR 8799c がコア 集積を経て形成されたことが示唆された。高分散分光観測も自己放射惑星の特徴付けにおいて有効な手法であ る。高分散分光を行う上で最大の障害は、十分な S/N を確保するのに必要な積分時間が膨大になることであ る。そのため、通常の高分散分光観測を自己放射惑星に適用するのは非現実的である。しかし、これを可能に する手法が近年開発され、VLT 望遠鏡の観測に適応された。この手法では、高分散分光によって取得した観測 スペクトル中の吸収線と、モデルスペクトルの吸収線の自己相関関数を計算する。それを非常に多くの吸収線 に対して行うことで、自己相関関数のS/Nを向上させる。モデルスペクトルにおいて分子組成や惑星の自転 速度をパラメータにした場合、それらを測定できる。自転速度の測定には、高い波長分解能が必要になり、そ の測定は高分散分光によって初めて可能になる。実際に、VLT 望遠鏡による β Pic b に対する観測では、その 惑星の自転速度が制限されている [67]。2020 年代では系外惑星の特徴付けに対して、さらに重要な進展が期待 できる。例えば、TMT などの大望遠鏡で得られる集光能力は特に分光観測に対して効力を発揮する。現在の ところ、自己放射惑星の分光観測は HR 8799cの様な明るい惑星に限られているが、上で説明した様な中分散 分光観測も同程度の明るさの惑星に対しては 8m 級望遠鏡で可能である。しかし、より暗い惑星に対してはど うであろうか。例えば、SEEDS で検出された GJ 504b は HR 8799c より約 0.05 倍暗い⁵。HR 8799c の Keck 分光観測では 5.5 時間で S/N=30 のスペクトルが得られているが、同じ分解能で同様の観測を 0.05 倍暗い惑 星に対して行った場合、S/N=30のスペクトルを取得するには100日近い積分時間が必要になり、S/N=10で も10日は必要になる。この様に、暗い惑星に対して中分散の分光観測から特徴付けを行うのは8m級では厳し い。一方、 30m 望遠鏡で GJ 504b に対して S/N=10 かつ R=4000 のスペクトルを得ようとした場合、必要積 分時間は1日よりも短くなる可能性が高 \mathbf{i}^6 。従って、2020年代に TMT などの $30\,\mathrm{m}$ 級望遠鏡によって感度の 向上がなされれば、GJ 504b と同程度、またはより暗い自己放射惑星に対しても、中分散の分光観測を用いた 特徴付けが可能になる。高分散分光による観測に対しても、現在可能な水準よりもさらに暗い天体に対して可 能になるだろう。

2020 年代での褐色矮星や自己放射惑星の特徴付けに対しては、SPICA や JWST などの宇宙望遠鏡の活躍

 ${}^{5}K_{s}$ -band での比較

⁶ここでは、Keck での分光観測が background limit に達していると仮定して、計算を行っている。2020 年代では、コントラストの 面でさらなる改善が見込まれるため、より短い積分時間ですむ可能性は高い。


図 3.104: 褐色矮星の大気構造モデルと推定方法



図 3.105: 初期エントロピーに依存した惑星の光度進化。Spiegel と Burrows によるモデル [71] を示す。モデル は、木星質量 (M_{Jup}) の 2 倍、 5 倍の質量をもつ惑星に対する *H*-band での光度進化。直接撮像観測では、惑 星光度進化モデルと惑星の年齢 (=主星の年齢) と測定された惑星光度を比較することで質量が導出される。惑 星の光度・温度進化は惑星が形成時に獲得したエントロピーに依存する (例えば [47; 71])。図では比較的高い 初期エントロピーをもっている場合 (hot start) と、低い初期エントロピー (cold start) をもっている場合の 2 通りの光度進化モデルを表示。

も期待できる。低温の巨大惑星や褐色矮星は、4 μm よりも長い波長からの放射が一番大きいからである [21]。 そこで、1-20 μm の同時分光観測が実現されれば、褐色矮星や惑星の三次元構造が明らかになるだろう(図 3.104)。褐色矮星と自己放射惑星に対する特徴づけは TMT などの超大型望遠鏡やスペースからの SPICA や JWST により、2020 年代で精力的に展開されることが期待される。 惑星進化・大気モデルの確立に向けて

これまで説明した褐色矮星および惑星の光を直接観測することによる研究では、主にその観測された光度や スペクトルを、それらの理論モデルと比較することで、対象天体の物理特性が導出される。しかし、これらの モデルにはいまだ不定性があることが知られており、観測から物理量を導出するために大きな問題になる [47]。 例えば、直接撮像観測された惑星の質量を推定する際は、巨大惑星の進化モデル(例えば [4; 71])を通して質 量を推定する(図 3.105 参照)。従って、モデルの不定性は、導出された質量の不定性となる。惑星質量は、そ の特性や形成過程を議論する上で極めて重要な物理量であり、確度の高い推定が要求されるが、これらのモデ ル不定性がその障壁になってきた。GAIA や JASMINE 計画では、アストロメトリにより数 AU から数十 AU の距離にある若い巨大惑星の検出と質量の推定も可能であり [11]、それらに対して直接撮像観測から光度を測 定することで、質量と光度の経験的な関係式が導出できる。その関係式は、単にモデルの較正を行なうだけで なく、モデルへの観測的な制限を通して惑星の形成・進化の理解に大きく貢献する。

また、別のアプローチとしては、自己放射天体の半径を直接導出できる宇宙干渉計がある。現在、大気を特 徴付ける重要な物理量の一つである有効温度は、断片的な観測データと大気モデルとの比較により決定されて いるが、モデル依存性が大きいため不定性も大きい。将来、日本が主導するFITE計画が発展し、宇宙干渉計に より半径が直接測定されれば、確度の高い有効温度を導出することができ、この物理量の制約により、大気モ デルの改良が大きく改善される。また、観測から推定される半径が、進化モデルで得られる理論値より小さい 天体が多く発見されているが [70]、宇宙干渉計はこの問題をも解決し、同時に進化モデルの構築も期待される。

3.11.4 系外惑星科学

これまで地球科学の知見をもとに、太陽系内の惑星の大気構造や内部構造が研究され、各惑星の類似性や特殊性が議論されてきた。2020年代には、可視光から中間赤外線までの高安定な分光測光を実現するJWSTや ARIEL計画、地上からのTMTでの直接撮像やトランジット分光によって惑星大気に関するより詳細な情報が 得られることで、こうした議論が系外惑星にまで広がることが予想される。すなわち、太陽系内の天体に対し て行ってきた詳細な惑星科学研究を、そのまま系外惑星の分野に応用することで、系外惑星も含めた惑星系の 一般性や特殊性を議論することができるようになる。それにより、太陽系や地球、そして我々自身を相対的に 捉えることができるようになるはずであり、これは系外惑星科学の重要な科学的意義の一つであると考える。 本節では、惑星の構成要素が異なる、ガス惑星・スーパーアースと岩石惑星に分けて議論する。

2020年代までの発見

中心星の近く(公転周期が7-10日以下)の軌道を回る巨大ガス惑星を「ホットジュピター」と呼ぶ。その 存在確率は必ずしも高くなく、太陽型恒星が巨大ガス惑星を持つ確率が10-20%程度であるのに対し、ホット ジュピターの存在確率は1%程度でしかない。しかし、中心星に近い軌道を持つ大きな惑星は、視線速度法で もトランジット法でも観測しやすく、惑星の内部構造や大気組成などに関して詳細な研究が行われているもの も多い。一方、2010年代までの精力的な系外惑星探索によって、銀河系には地球と海王星の中間のサイズを もつ「スーパーアース」が最も豊富に存在することが明らかとなった [22]。このタイプの惑星は太陽系には存 在せず、その内部構造や形成機構は未だ大きな謎である。2020年代には、スペースからの高精度なトランジッ ト測光を実現する TESS および PLATO の打ち上げによって、太陽系近傍においてスーパーアースが多く発見 されるだろう。後述のように、これらのスーパーアースの追観測によって、一般的な系外ガス惑星・スーパー アースの形成と進化についての議論が可能になることが期待される。



図 3.106: 惑星大気中の水とメタンによる吸収スペクトルに関する理論(橙線、青線)と観測データ()との比較 [73](掲載許可取得済み)。高精度な分光観測は、大気に含まれる分子の吸収による惑星半径の波長方向の違いが検出され、大気組成の推定が可能である。

大気組成・構造

トランジット分光による大気の追加吸収を観測することにより、一次食では昼夜境界の大気・二次食では昼 側の熱放射の特徴づけができる。これらの結果から、惑星大気中に存在する分子や温度分布の特徴が推定され る。これまでに、惑星の大気を透過した近赤外の大気透過スペクトルの抽出、および惑星の日面からの中間赤 外スペクトルの抽出により、惑星大気中のメタンや水分子等の存在が示唆された [73; 25](図3.106 参照)。一 方、UV スペクトルによる水素輝線等の観測により、H₂大気の流体力学的散逸が示唆された [76]。また、惑星 の赤外放射の強度変化を観測することで、全球での温度分布が推定された [36]。ただし、いずれも観測結果を 現存の理論モデルとの比較により解釈している点に注意が必要である。2020 年代には、TESS や PLATO に よって発見される近傍のガス惑星やスーパーアースについて、可視光から中間赤外線までを連続的に観測でき る JWST や ARIEL 計画によるトランジット分光、また地上の中口径望遠鏡の多色トランジット測光を通して、 スーパーアースの大気組成や温度-圧力構造の詳細な理解が進むことが期待される。また、観測データに基づい た理論の再構築やそれに伴う観測結果の再解釈も並行して進められる。

雲・ヘイズ

雲やヘイズ(もや、微粒子)は大気をもつ太陽系内の惑星や衛星に普遍的に存在しており、同様に大気をも つ系外惑星にもそれらの存在が期待される。実際にこれまで、ホットジュピターからスーパーアースに至る複 数のトランジット惑星において雲やヘイズの存在が観測から示唆されており[56;39]、系外惑星においても雲 やヘイズが一般的に存在する可能性が高まっている。雲やヘイズはアルベドを上昇させるため、惑星の地表や 大気温度を決める重要なファクターとなる。特に、将来的に惑星のハビタビリティを議論する上で雲やヘイズ の有無やその性質の理解は欠かせないものとなるであろう。また、トランジット惑星の大気中に雲やヘイズが 存在していると、大気透過光スペクトルを観測した際に見られるはずの分子の特徴がなまらされるため、本来 知りたい大気成分の検出が難しくなる。そのため、事前に雲やヘイズが存在した時のスペクトルの特徴を良く 理解しておき、false negative (偽陰性)を避けるとともに、なまらされたスペクトルから大気成分をロバスト に検出するための技術の開発が必要となる。さらに、将来的に多数の惑星の大気組成を大規模に調査する際、 雲やヘイズの影響が小さい惑星を効率良く選び出すことが重要であり、そのためには雲やヘイズの生成条件や 存在頻度を知っておく必要がある。

これらは 2020 年代における重要な研究課題であり、様々な環境(温度や主星の金属量など)をもつ惑星に 対して広い波長域で徹底的な透過光分光観測を行い、雲やヘイズの性質を明らかにしていく必要がある。例え ば可視光域ではヘイズ粒子によるレイリー散乱効果の観測から粒子サイズや数密度、高度に関する情報が得ら れ [29]、赤外域では雲粒子の吸収スペクトルから粒子の種類を見分けることが可能である [77]。これらの観測 には、すばる望遠鏡をはじめとした地上の大型望遠鏡による可視・近赤外多天体分光観測に加え、次期赤外線 宇宙望遠鏡である JWST や SPICA などの活躍が期待される。一方、雲やヘイズの影響をあまり受けずに惑星 の大気成分を検出する手法として、TMT などの地上の超巨大望遠鏡を用いた高分散分光観測も重要な役割を 担うであろう [35]。

惑星の内部構造

(1) ガス惑星

惑星の質量と半径の両方が測定されることにより、その惑星の密度(内部構造)が推定される(図3.107参照)。その結果、内部に地球質量の数十倍から数百倍もの重元素を含む木星型惑星も珍しくないことがわかってきた(例えばHD149026b [61])。一方で、重元素量が全く存在しない、すなわち水素・ヘリウムだけの惑星と考えても説明できないほど低密度な惑星も多数存在している。木星型惑星における重元素の獲得は、太陽系形成論においても残された課題の一つである。2020年代には、10年を超えるタイムスケールの視線速度法観測からの長周期惑星の発見や、高精度のアストロメトリ観測のGAIAやJASMINEによって雪線の外側での惑星が数多く発見される。これは、太陽系の木星や土星との直接的な比較が可能となるだろう。また、アストロメトリの全天探査から1000を超える木星型惑星が発見されると期待される。このように、木星型系外惑星の重元素量と中心星の特徴との相関などについて統計的な解析が進み、形成論的議論が大きく進展することが期待される。

(2) スーパーアース

これまでに Kepler などが発見した惑星の観測から、スーパーアースの多くは岩石のみでは説明出来ないほ ど平均密度が小さく、比較的多量の水や H/He ガスを含むことが分かってきた [44]。しかし、Kepler が発見し たスーパーアース系の大半は太陽系から遠く質量の高精度測定が難しいため、未だ詳細なスーパーアースの半 径-質量分布は得られていない。2020 年代においては、TESS や PLATO などによって多数の発見が期待され ている太陽系近傍のトランジット・スーパーアースに対して、地上からの高精度な視線速度法観測によって半 径のみならず質量を高精度に測定することでスーパーアースの内部構造の解明が大きく進むものと期待される。

一方、半径と質量の2つの情報だけでは、スーパーアースの主な成分として考えられる岩石、水、H/He ガ スという密度の異なる3つの成分の存在比率を一意に決める事が出来ない。そのため、ある半径と質量をもつ スーパーアースの内部組成は、岩石+H/He ガスという組成でも、水(H₂O)が大半を占めるような組成でも 説明が出来てしまう。そこで、この内部組成の縮退を解くためのもう一つの手がかりとして、惑星の大気組成 を調べることが重要となる。トランジット・スーパーアースに対する大気の透過光分光観測から水や水素の直 接検出が可能なだけでなく、スペクトルの振幅から大気のスケールハイトが求まるため、大気の平均分子量が 推定でき、その主成分に大きな制約を与える事が可能である(図3.108参照)。しかし、これまでのところ十分 な観測精度で大気組成が調べられたスーパーアースはGJ1214bのただ一つであり、しかも惑星の大気上層に 厚い雲がかかっているとみられ、いずれの大気成分も検出されていない[39]。2020年代においては、今後多数 の発見が期待される太陽系近傍のトランジット・スーパーアースの中から雲やヘイズの影響の少ない惑星を選 び出し、地上大型望遠鏡やスペース大型望遠鏡のJWST や SPICA などを用いて高精度な透過光分光観測を行 うことで、スーパーアースがもつ大気の一般的な組成を解明することが重要となるであろう。

(3) 岩石惑星

惑星半径がほぼコア+岩石層で決まっている惑星をここでは岩石型惑星と呼ぶ。岩石型惑星は月のように表 面がむき出しのもの、地球のような薄い大気層があるが岩石部分の表面情報が反射光等を通じて観測可能であ



図 3.107: Hot Jupiter の質量と半径。木星や土星程度のコアを持つと予想される惑星(緑)がある一方、コアなしガス惑星(青線)よりも低密度な、異常膨張を示す惑星(橙、赤)も多数存在している。



図 3.108: トランジット惑星に対する大気透過光の観測から大気の主成分が分かる仕組み(クレジット:国立 天文台、一部改変)。(上段)ガス惑星と同様に水素を主体とする大気をもつ場合。主星からの光のうち、波長 の短い光は水素分子により散乱(レイリー散乱)され観測(向かって右側)まで届かないため、波長が短いほ どトランジットの減光率が大きくなる。(中段)水蒸気のような分子量の大きな成分が主体の大気。大気のス ケールハイトが小さく実効的な大気の層が薄いため、減光率の波長依存性はあまり見られない。(下段)水素 主体の大気に雲がかかっている場合。可視から赤外にかけてどの波長の光も雲で散乱されるため、減光率の波 長依存性が見られなくなる。水蒸気大気と見分けるためには十分に高い観測精度が必要。 るもの、大気や雲・ヘイズによって表層が隠されているものが考えられる。いずれの場合でも、せいぜい地球 半径程度の惑星半径を想定せねばならず、観測的には厳しい条件にある。

岩石惑星の特徴づけで比較的容易なのは、高温環境下にある岩石型惑星である。恒星近傍に存在し、数千度 をこえるような岩石惑星には、岩石が直接蒸発してできる大気、ミネラル大気の存在が予想される。このよう な大気には近赤外域に SiO や金属線の特徴が表れるため、昼側輻射分光や高分散分光でミネラル大気の検出が 可能であろう [64; 30]。このような観測は、密度のみからの推定を超えた系外岩石惑星の直接的証拠を与える であろう。また、地球型岩石惑星が普遍的に経験するであろうマグマオーシャン状態は、場合により 1000 万 年以上の長期間持続する場合があることが理論的に予想されている [26]。マグマオーシャン惑星は 10 の 9 乗 程度コントラストが期待される事から、2020 年代にはその特徴的なスペクトルの直接撮像による検出を目指す ことが可能だろう [46; 27]。

Kepler では、トランジットライトカーブが非対称な、非常に近接した惑星候補を二つ発見している(KIC1255b、KOI2700b)。特に KIC1255b は非周期的なトランジット深さの変動を起こしていて、小さな岩石惑星が蒸発して ダストを断続的に放出していると解釈されている[58]。また大気放出と恒星活動の関係も議論されている[34]。 Kepler で発見された数を考えると、TESS などで近傍に同様の系を発見できることが期待されるので、2020 年 代にはその透過光や昼側放射観測を 30 m 級望遠鏡で観測し、これまでの手法では困難であった岩石惑星の岩 石部やさらに内部の情報を得られる可能性がある。

熱放射を出すほど熱くない岩石惑星の探査では、直接撮像による反射光探査がメインとなるだろう。これに は小さい inner working angle を生かした 30 m 級の地上大型望遠鏡と極限補償光学を組み合わせた直接撮像が 最も有望であろう。反射スペクトルから、大気をまとっている岩石惑星の場合はその大気組成が、大気が無い 場合は惑星表面組成がある程度推定できる [45]。また反射強度変動や色を測る事での表面組成や自転速度の推 定も考えられる [24]。

3.11.5 ハビタブル惑星

太陽系外惑星の究極的な目標は、生命を宿す惑星の発見と、そこに存在する可能性のある生命体の発見であ る。もし発見されれば、単なる宇宙科学研究の一成果に留まらず、私たちの生命観を塗り替える大きな契機に なり得るだろう。ここでは前提として、地球以外で生命の発見は依然なされていないため、地球生命を基本と した生命体が他の惑星系に存在することとする。本節では、まず地球生命の居住できる惑星とはどのような特 徴を持っており、これに対して光赤外の観測的研究がどのような検証ができるかを議論する。その上で、生命 が居住可能な惑星に、実際に生命が存在するときのシグナルの検出について検討する。

ハビタブルゾーン

系外惑星における生命探査では、まず生命が存在することができる惑星を事前に選定する必要がある。惑星 に生命が誕生し持続的に生存可能な条件はハビタビリティと呼ばれるが、まず惑星表面上での液体の水が存在 できることがハビタビリティの第一条件と見なされている。海洋を持つ惑星が、凍結したり蒸発したりするこ と無く持続的に海洋保持できる軌道長半径区間を「ハビタブルゾーン」と呼び、生命探査におけるターゲット選 択の指標とする。古典的には、海洋惑星の鉛直一次元大気モデルにより内側境界と外側境界が定義される [32]。 ハビタブルゾーンの内側境界は、暴走温室効果の発生(暴走温室限界)、大規模な水の散逸(湿潤温室限界)の 二つの機構により決まる。惑星は、射出できる惑星放射の限界値(射出限界)が存在しており、どんなに多く の水を惑星表面に保持していても、射出限界以上の中心星放射を受け取ると暴走温室状態に陥ってしまい、す べての水を蒸発させてしまう [52]。この暴走温室効果の発生がハビタブルゾーンの内側境界の1つとなる。し かし、惑星が保持する水量が有限である場合、宇宙空間への水の損失を考慮する必要がある。中心星光度の増 大に伴い、惑星表面温度が上昇し、大気上層まで水蒸気が運ばれるようになると、大規模な水の散逸が起こる。 そのような大規模な水の散逸を駆動するような大気の状態を湿潤温室状態といい、連続的なハビタブルゾーン の内側境界を決定している。慣例的に、1地球海洋水量が45億年間保持できる状態を内側境界として採用し



図 3.109: これまでに発見された系外惑星と古典的なハビタブルゾーンの比較。ハビタブルゾーンの概念を初めて提唱した [32] のハビタブルゾーンを破線、最近更新された [38] のハビタブルゾーンを実線で示した。両者の違いは、大気分子の吸収線の数と1次散乱アルベドの違いによる([32] は空気、 [38] は水の散乱アルベドを採用)。水の吸収線の数の増加により、ハビタブルゾーンは外側に移動する。

ている。外側境界は、海洋が全球的に凍る条件で与えられている。全球的に海洋が凍った状態にある惑星の状態を全球凍結状態といい、惑星の温室効果と中心星放射に依存する。温室効果気体としては、代表的な二酸化炭素に注目して検討されている。中心星放射が弱く、二酸化炭素が凝結してしまい、温室効果が働かなくなる 状態をハビタブルゾーンの外側境界として採用している。

ハビタブルゾーンにある地球型惑星の存在頻度: η_{Earth}

これまでに、大規模な地上の視線速度観測やトランジット検出の Kepler により惑星の存在頻度が精密に求められた。特に、本研究の発展として、Kepler で得られた惑星系の内側での分布をハビタブルゾーンまで外挿することで、ハビタブルゾーンにある地球型惑星の存在量 η_{Earth} が見積もられている [16]。図 3.110 は、M 型 星周りでの惑星の公転周期あるいは日射量と惑星半径の平面での惑星の頻度分布を表す。しかし、ハビタブル ゾーン内のコンプリートネスは小さいため結果の不定性は依然として大きい。

そこで、Kepler の統計の大幅な改善に寄与すると考えられるのが、WFIRST である(4.6 章参照)。地上 観測に比べて、地球大気のない宇宙からの観測によって測光精度が向上するのに加え、昼夜なく24 時間連続 観測することで数時間から数日の短い惑星シグナルについてもギャップなく精度良く観測することが可能であ る。さらに、本来ほとんどの場合、マイクロレンズの光度曲線からだけでは惑星と主星の質量比しか導出でき ないが、高い空間分解能によりレンズ天体の主星を直接分解して測光することで、主星及び惑星の質量を精度 良く決定できる。この WFIRST-AFTA のマイクロレンズ系外惑星探査により、比較的長軌道長半径(0.2-数 10 AU)の数倍月質量の惑星まで検出できるようになると期待されている。つまり、水星以外の全ての太陽系 惑星に相当する軌道領域が検出可能範囲に入り、ハビタブルゾーン外縁部も調べることができる(「星惑星系 形成」節の図 3.102 参照)。見積によれば、約 3000 個の系外惑星が検出され、うち約 300 個は地球質量以下で あることが見込まれる。Kepler が地球軌道より内側、つまり、ハビタブルゾーン内縁部の惑星に感度があった のに対し、WFIRST はその外縁部をカバーし、互いに相補的である。これらを合わせることで、ハビタブル ゾーンの地球型惑星を含む、ほぼ全ての種類の惑星の頻度を測ることが可能になる。



図 3.110: Kepler の観測から求められた惑星の軌道周期と半径(左)と日射量と半径(右)における存在頻度 分布 [17]。右図のピンクと緑の縦線がハビタブルゾーンの境界を表す。

ハビタビリティの観測的検証

これまでのハビタブルゾーンにまつわる研究のほとんどが地球の条件をベースとし、平均的な気候を考えて きた。しかし、系外惑星研究においては、大気、惑星質量、自転速度、または潮汐ロックなどの多様性を持つ はずであり、これらの効果を含めてハビタビリティを議論しなくてはならない。最近では、3次元大気大循環 モデルを用いて、経度方向への物質輸送(水蒸気など)が検討され、結果、ハビタブルゾーンの内側境界が恒星 側に移動したこと[42]や惑星の水分布による気候への応答の違いにより従来考えられていたハビタブルゾーン より広い領域で液体の水が存在可能であることがわかってきた[1]。また、雲の効果を検討することが可能に なったため、M型星まわりの潮汐固定された惑星のハビタビリティの研究もなされるようになってきた[81]。 以上のことから、系外惑星のハビタビリティ研究では、単に軌道長半径だけでなく、その惑星特有の気候条件 を理論的、観測的に推定することが重要になるだろう。

液体の水の存在はハビタビリティの推定につながり、少なくとも我々の知る生命に不可欠であると考えられ ている。そのため液体の水は、系外惑星の生命探査において重要な指標となる。水の探査においてはスペース における直接撮像やトランジット分光か、地上大型望遠鏡では、ドップラーシフトした系外惑星の水ラインと 地球の水ラインとを十分区別できる高分散の分光観測(R=100,000)が必要になる。歴史的には火星における水 検出はこの方法で行われた[72]。また、ホットジュピターの透過光分光や昼側放射にその検出が報告されてい る[7]。今後、地球型系外惑星の特徴づけにおいては水の検出が一つのマイルストーンになるだろう。水が液体 の状態で存在するか、つまり惑星が海をもつかどうか知るためには、さらに進んだ観測が必要である。例えば、 海洋の鏡面反射を利用した Ocean Glint の検出[59; 78]や、水蒸気量の変動の検出などが挙げられる[23]。ま た温室効果ガスや雲の検出も同じくスペクトルから、また雲や大陸の有無などは光度変動から推定可能である が、これにはスペース直接撮像を待つ必要があるだろう。いずれにせよ、今後のさらなる特徴づけの手法の開 発が必要である。

バイオマーカー

系外惑星の生命探査においては、直接赴いて探査することはできないため、天文学的に生命に関係するシグ ナルを検出していく必要がある。このようなシグナルをバイオマーカーと呼ぶ。

(1)代謝のバイオマーカー

地球の生命は、酸化還元反応、つまり電子の化学的なやり取りを通じて生命活動を行うためのエネルギーを 得ている (図 3.111 参照)。酸化還元反応に基づいた代謝活動では、外部から取り入れた物質と電子をやりとり



図 3.111: 地球生命の代謝模式図。上向きに電子のエネルギーとなっている。左:光合成。右:呼吸。酸素分子 は、水からの電子供給の際に必然的に生成される。

することで異なる分子を生成するため、生命活動により惑星の表層環境を大きく変える事が出来る。例えば光 合成においてハビタブルな惑星に普遍的に存在するはずである「水」を電子供与体として用いると

$$2H_2O + 8\gamma \quad O_2 + 4H + 4e$$

のように、酸素分子が必然的に生成される(は光子)。地球大気の 21%占める酸素分子はこのようにして光合 成バクテリアや植物により生成された物である。このように代謝活動に由来する大気分子としては酸素、もし くはその副産物であるオゾンの他に、メタン、二酸化炭素などが考えられる。特に酸素およびオゾンは、化学 的には不安定なため、地球型惑星のバイオマーカーとして古くから有望視されている [55; 2]。酸素分子を検 出するためには、直接撮像による低中分散分光か、トランジット分光で惑星大気に酸素吸収バンドを探索すれ ばよい。スペース直接撮像で、太陽型星まわりの地球型惑星で可視 0.76 µm 酸素バンドを探索できる (TPF, Darwin)。また地上大型望遠鏡直接撮像では、よりコントラストが緩和される晩期型星まわりの地球型惑星で 1.27 µm 等の酸素バンドを探索できる [33]。また、地上大型望遠鏡トランジット分光では、やはり晩期型星ま わりの地球型惑星で 0.76 µm バンドの探索が提案されている [66]。二酸化炭素・メタンについても同様の方法 で探索が出来る。

(2) 高等生物のバイオマーカー

地球上の光合成を行う高等生物である植物の葉は、0.7 µm 付近より短波長側では反射率が極めて低く、超波 長側では高い特徴的な反射率をもつ。これをレッドエッジと言う。レッドエッジは、植物が恒星のエネルギー を最大限利用できるように進化した結果だと考えられている。すなわち、生命の特徴の一つである適応進化の 帰結としてのバイオマーカーであると言えよう。これは反射スペクトルを観測することで探すことができる。

酸素発生型光合成のような生命がつくりだす極めて高効率な機構が存在しないと、惑星は通常、大量の酸素 をその表面に保持することができない。しかし、海洋の大規模散逸のような一過性の進化イベントがあると、 大気が非平衡状態となり、惑星表面に酸素、及びオゾンを大量に蓄積しうる。この場合、酸素の検出が必ずし も生命の存在を裏付けるわけではないことになる。このような False positive の発生を惑星進化の研究の観点 から検討すること、また観測的な False positive の排除・検出の研究は、これまでのところ十分になされてお らず、系外惑星の生命探査における 2020 年代の課題と言える。

系外衛星

太陽系では、特にガス惑星の周りに数多くの衛星が存在している。系外衛星はまだ観測されていないが、間 違いなく存在しているはずである。母惑星がハビタブルゾーンにあれば、その周りの衛星もハビタブルな環境 にあり「ハビタブルムーン」と呼ぶことができるだろう。大気保持や内部熱源の制約の観点から、火星サイズ 以上の岩石衛星であれば、長期間ハビタブルな環境が維持される可能性が示唆されている[79]。木星や土星の 周りの衛星は、主に惑星集積の最終段階に形成された周惑星円盤内で作られたと考えられている。この場合、 衛星の質量は惑星の質量のおよそ 10⁻⁵-10⁻⁴ 倍程度になることが示されている [9]。そこで、系外ガス惑星の 周りでも同様のメカニズムにより衛星系が形成される場合、木星の 10 倍程度の惑星の周りには火星サイズ程 度の岩石衛星が存在することが予想される [60]。2020 年代には、こうした衛星を惑星-衛星系のトランジット 観測により検出できる可能性がある([28];参考文献の図1参照)。

3.11.6 まとめ

本章では、2020年代における太陽系外惑星科学の展望を俯瞰してきた。冒頭で述べたように、2020年代に は三つの解明すべき科学的課題、1.太陽系を含めた多様な惑星系の起源の解明、2.惑星の物理・化学現象の 包括的な理解、3.地球生命を基本とした生命居住可能性(ハビタビリティ)の理解と宇宙における生命現象の 探査に取り組むことによってさらに発展するだろう。これらのテーマを進める上で必要な観測装置および望遠 鏡について表 3.13 にまとめる。

テーマ	必要な観測とデータ			
若い惑星・褐色矮星 (自己放射天体) の観測的研究 (§3.11.3)				
自己放射天体の大気の特徴づけ	スペース高安定分光観測			
	地上超大型望遠鏡・高コントラスト観測			
惑星進化・大気モデルの確立	スペースアストロメトリ観測			
	スペース赤外線干渉計			
	地上超大型望遠鏡・高コントラスト観測			
	系外惑星科学 (§3.11.4)			
スーパーアースの大気組成	スペース高安定分光観測			
	地上超大型高分散分光観測			
スーパーアースの上層大気の構造	地上中口径多色測光観測			
	スペース高安定分光観測			
惑星の内部構造	スペース広視野測光観測			
	地上中口径高分散分光観測 (視線速度法観測)			
	スペースアストロメトリ観測			
岩石惑星の特徴づけ	地上超大型望遠鏡・高コントラスト観測			
	ハビタブル惑星 (§3.11.5)			
生命居住可能性の理解	スペース広視野可視光・赤外線望遠鏡			
	地上超大型望遠鏡・高コントラスト・高分散分光観測			
	スペース高安定分光観測			

表 3.13: 必要とする望遠鏡、装置

3.11.7 班員構成、担当

氏名	所属	主な担当章節
松尾 太郎	大阪大学 (班長)	§ 3.11, § 3.11.2
葛原 昌幸	東京工業大学	$\S 3.11.3$
空華 智子	東京大学	$\S 3.11.3$
佐々木 貴教	京都大学	$\S 3.11.4, \S 3.11.5$
福井 暁彦	国立天文台	$\S 3.11.4$
河原 創	東京大学	$\S 3.11.4, \S 3.11.5$
小玉 貴則	東京大学	$\S 3.11.5$

謝辞

堀安範さん(国立天文台)には、図3.108を作成していただきました。また、太陽系外惑星および太陽系惑 星を専門とする研究者の方々からご意見をいただきました。この場を借りてお礼を申し上げます。

参考文献

- [1] Abe, Y., Abe-Ouchi, A., Sleep, N. H., et al., 2011, Astrobiology, 11, 443
- [2] Angel, J. R. P., Cheng, A. Y. S., and Woolf, N. J. 1986, Nature, 322, 341
- [3] Artigau, É., Bouchard, S., Doyon, R., et al., 2009, ApJ, 701, 1534
- [4] Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H., 2003, A&A, 402, 701
- [5] Barman, T. S., Macintosh, B., Konopacky, Q. M., & Marois, C., 2011, ApJ, 733, 65
- [6] Biller, B., Crossfield, I. J. M., Mancini, L., et al., 2013, ApJ, 778, 10
- [7] Birkby, J. L., de Kok, R. J., Brogi, M., et al 2013, MNRAS, 436, L35
- [8] Brandt, T. D., Kuzuhara, M., McElwain, M. W., et al., 2014, ApJ, 786, 1
- [9] Canup, R. M. and Ward, W. R. 2006, Nature, 441, 834
- [10] Carson, J., Thalmann, C., Janson, M., et al., 2013, ApJL, 763, L32
- [11] Casertano, S., Lattanzi, M. G., Sozzetti, A., et al., 2008, A&A, 482, 699
- [12] Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al., 2004, A&A, 425, L29
- [13] Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Zuckerman, B., et al., 2005, A&A, 438, L29
- [14] Crossfield, I., Biller, B., Schlieder, J., et al., 2014, Nature, 505, 654
- [15] Currie, T., Burrows, A., Girard, J. H., et al., 2014, ApJ, 795, 133
- [16] Dressing, C., and Charbonneau, D. 2013, ApJ, 767, 95
- [17] Dressing, C., and Charbonneau, D. 2015, ApJ, 807, 45
- [18] Ducourant, C., Teixeira, R., Chauvin, G., et al., 2008, A&A, 477, L1
- [19] Dupuy, T. J., & Liu, M. C., 2012, ApJS, 201, 19
- [20] Faherty, J. K., Burgasser, A. J., Walter, F. M., et al., 2012, ApJ, 752, 56
- [21] Fortney, J. J. et al., 2008, ApJ, 683, 1104
- [22] Fressin, F., Torres, G., Charbonneau, D. and et al. 2013, ApJ, 766, 81
- [23] Fujii, Y., Turner, E. L., and Suto, Y., 2013, ApJ, 765, 76
- [24] Fujii, Y., Kimura, J., Dohm, J., et al. 2014, Astrobiology, 14, 753
- [25] Grillmair, C. J., Burrows, A., Charbonneau, D. and et al. 2008, Nature, 456, 767
- [26] Hamano, K., Abe, Y., and Genda, H. 2013, Nature, 497, 607
- [27] Hamano, K., Kawahara, H. Abe, Y., et al 2015 to be submitted
- [28] Heller, R., Williams, D., Kipping, D. and et al. 2014, Astrobiology, 14, 798
- [29] Howe, A. and Burrows, A. 2012, ApJ, 756, 176

- [30] Ito, Y., Ikoma, M., Kawahara, H. et al. 2015, ApJ (submitted)
- [31] Janson, M., Brandt, T. D., Kuzuhara, M., et al., 2013, ApJL, 778, L4
- [32] Kasting, J. F., Whitmire, D. P., and Reynolds, R. T., 1993, Icarus, 101, 108
- [33] Kawahara, H., Matsuo, T., Takami, et al. 2012, ApJ, 758, 13
- [34] Kawahara, H., Hirano, T., Kurosaki, K., et al. 2013, ApJL, 776, L6
- [35] Kempton, E., Perna, R. and Heng, K. 2014, ApJ, 795, 24
- [36] Knutson, H. A., Charbonneau, D., Allen, L. E. and et al. 2007, Nature, 447, 183
- [37] Konopacky, Q. M., Barman, T. S., Macintosh, B. A., & Marois, C., 2013, Science, 339, 1398
- [38] Kopparapu, R. K., Ramirez, R., Kasting, J. F., et al., 2013, ApJ, 765, 131
- [39] Kreidberg, L., Bean, J., Désert, J. and et al. 2014, Nature, 505, 69
- [40] Kuzuhara, M., Tamura, M., Kudo, T., et al., 2013, ApJ, 774, 11
- [41] Lafrenière, D., Jayawardhana, R., & van Kerkwijk, M. H., 2008, ApJL, 689, L153
- [42] Leconte, J., Forget, F., Charnay, B., et al., 2013, A&A, 554, 69
- [43] Leggett, S. K., Saumon, D., Marley, M. S., et al., 2012, ApJ, 748, 74
- [44] Lissauer, J., Jontof-Hutter, D., Rowe, J. and et al. 2013, ApJ, 770, 131
- [45] Lundock, R., Ichikawa, T., Okita, H., et al. 2009, A&A, 507, 1649
- [46] Lupu, R. E., Zahnle, K., Marley, M., et al. 2014, ApJ, 784, 27
- [47] Marley, M. S., Fortney, J. J., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., & Lissauer, J. J., 2007, ApJ, 655, 541
- [48] Marley, M. S., Saumon, D., Cushing, M., et al., 2012, ApJ, 754, 135
- [49] Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., et al., 2008, Science, 322, 1348
- [50] Mohanty, S., Jayawardhana, R., Huélamo, N., & Mamajek, E., 2007, ApJ, 657, 1064
- [51] Morley, C. V., Fortney, J. J., Marley, M. S., et al., 2012, ApJ, 756, 172
- [52] Nakajima, S., Hayashi, Y.-Y., and Abe, Y., 1992, Journal of the Atmosphere Sciences, 49, 2256
- [53] Nakajima, T., Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., et al., 1995, Nature, 378, 463
- [54] Öberg, K. I., Murray-Clay, R., & Bergin, E. A., 2011, ApJL, 743, L16
- [55] Owen, T. 1980, in Astrophysics and Space Science Library, Vol. 83, Strategies for the Search for Life in the Universe, ed.M. D. Papagiannis, 177
- [56] Pont, F., Knutson, H., Gilliland, R. and et al. 2008, MNRAS, 385, 109
- [57] Radigan, J., Jayawardhana, R., Lafreniére, D., et al., 2012, ApJ, 750, 105
- [58] Rappaport, S., Levine, A., Chiang, E. et al. 2012, ApJ, 752, 1
- [59] Sagan, C., Khare, B. N., Thompson, W. R., et al., 1993, Nature, 365, 715
- [60] Sasaki, T., Stewart, G. R. and Ida, S. 2010, ApJ, 714, 1052
- [61] Sato, B., Fischer, D. A., Henry, G. W. and et al. 2005, ApJ, 633, 465
- [62] Saumon, D., & Marley, M. S., 2008, ApJ, 689, 1327
- [63] Saumon, D., Marley, M. S., Abel, M., Frommhold, L., & Freedman, R. S., 2012, ApJ, 750, 74
- [64] Schaefer, L., and Fegley, B. 2009, ApJ, 703, L113
- [65] Skemer, A. J., Hinz, P. M., Esposito, S., et al., 2012, ApJ, 753, 14
- [66] Snellen, I. A. G., de Kok, R. J., le Poole, et al. 2013, ApJ, 764, 182
- [67] Snellen, I. A. G., Brandl, B. R., de Kok, R. J., et al., 2014, Nature, 509, 63
- [68] Sorahana, S., Suzuki, T., & Yamamura, I., 2014, MNRAS, 440, 3675
- [69] Sorahana, S., Yamamura, I., 2014, ApJ, 793, 47
- [70] Sorahana, S., Yamamura, I., and Murakami, H., 2013, ApJ, 767, 77
- [71] Spiegel, D. S., & Burrows, A., 2012, ApJ, 745, 174
- [72] Spinrad, H., Munch, G., and Kaplan, L. D. 1963, ApJ, 137, 1319
- [73] Swain, M. R., Vasisht, G. and Tinetti, G. 2008, Nature, 452, 329
- [74] Tsuji, T., Yamamura, I., & Sorahana, S., 2011, ApJ, 734, 73

- [75] van Leeuwen, F., 2007, A&A, 474, 653
- [76] Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A. and et al. 2004, ApJ, 604, L69
- [77] Wakeford, H. and Sing, D. accepted in A&A (arXiv:1409.7594)
- [78] Williams, D. M., and Gaidos, E., Icarus, 2008, Icarus, 195, 2, 927
- [79] Williams, D. M., Kasting, J. F. and Wade, R. A. 1997, Nature, 385, 234
- [80] Yamamoto, K., Matsuo, T., Shibai, H., et al., 2013, PASJ, 65, 90
- [81] Yang, J., Cowan, N. B., and Abbot, D. S., 2013, ApJ, 771L, 45
- [82] de Zeeuw, P. T., Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., Brown, A. G. A., & Blaauw, A., 1999, AJ, 117, 354

3.12 太陽系天体

3.12.1 検討結果の要旨と必要観測仕様のまとめ

太陽系天体の観測研究は探査機によるその場計測や隕石の測定などにより「実物サンプルとの直接比較」が できるという特徴を持つ。研究対象は巨大惑星の大気大循環から、火星やエウロパ/エンケラドスでのアスト ロバイオロジー、そして氷/有機物・造岩鉱物からなる微惑星小天体など多岐に渡る。これらを扱う研究分野 の観点においても地球科学-惑星科学-天体物理にまたがる研究が展開されている。このような特徴を持つ太陽 系天体に対してこの節では以下の三つの観点から太陽系科学研究の全体を俯瞰した形で議論を展開した。

1 太陽系の起源と進化

従来の太陽系形成過程の標準シナリオは「太陽系天体は初めから現在の場所で形成された」という考えに 基づく。これに対して最近の理論研究によって太陽系は形成の初期段階においてその出発点である微惑星 だけではなく、成長した巨大ガス惑星すらも太陽からの距離を大きく変動させて「移動してきた」もの であり、最終的に現在の距離と配置に至ったことが描き出されつつある(ニースモデル)。巨大惑星の成 長速度や天体衝突頻度を理論的に説明でき、その後火星木星間の距離やその間の小惑星帯の形成も説明 するモデルも提唱されている。このような描像を観測的に明らかにしたい。岩石微惑星の現存天体と考 えられる小惑星のフレッシュな表面物質/表面状態や、氷微惑星の現存天体と考えられる外縁天体/彗 星核の表面からそれらの組成とその凝縮温度(昇華温度)条件を求めることが一つの目標であり、3 μm 帯の H₂O の吸収帯の近赤外線分光や、さらに長波長の 5-70 μm の放射帯での観測が一つの鍵となる。

2 生命の起源と普遍性の探求

 H_2O と有機物はいつどこで生成されのか。液体の水を直接見ることは容易ではないが水の作用によって 生成された含水鉱物は観測によって見い出す事ができる (3 μ m 帯)。また 3.4 μ m の有機物による吸収も 一部の小惑星から検出報告がなされている。これらの点に着目し、"メインベルト、ヒルダ群 / トロヤ群、 外縁天体、彗星核"といった太陽系のどの場所に、どの時期に水と有機物が存在したのかを明らかにする。 太陽系始原天体である彗星では、昇華ガス放出である彗星コマの観測は天然の「微惑星物質の昇華実験」 をリアルタイムに計測する事を意味する。水蒸気を放出する土星の衛星エンケラドスといった氷衛星に おいても同様である。C-H、O-H、N-H の伸縮振動バンドは赤外線波長域に現れることから今後さらに 複雑な有機高分子化合物の検出が期待できる。生命の起源物質の直接検出は手に届く所に来ている。

一方火星における水循環やメタンの発生メカニズムを解明するには火星の大気ダイナミクスを明らかに する必要がある。中間-遠赤外線波長域における高分散分光観測によって地球大気吸収による影響を明確 に分離し、惑星の大気成分存在量・速度場・温度構造の水平及び鉛直空間分布を得る。

3 太陽系天体の多様性:現在の太陽系の理解

太陽系天体はそのサイズ、組成、天体が大きな固体の塊なのかダスト成分だけなのか、ガス天体であるの か、大気を持つのかなど、その観測対象、手法と研究領域は多岐に渡る。惑星大気の気象大循環と固体 小天体の観測、彗星コマのガス輝線とでは研究手法がまるで異なる。それぞれ独自のサイエンスがあり、 学問分野の観点からみても、天文学会の範疇から、惑星科学会、地球電磁気惑星圏学会、気象学会、鉱 物学会など研究者の所属団体すら異なる。この節ではバラエティ豊かな太陽系天体のその多様性の観点 からそれぞれの独自性、関連性において大気循環、オーロラ電磁気現象、彗星小惑星区別問題、スペー スガード / 資源探査、惑星間塵そして太陽系外惑星系について扱う。最終的には「我々の太陽系は特異 なのか普遍的であるのか」の観点において、系外惑星系との比較関連が重要である。

太陽系の起源及び現在の太陽系の理解のためには個々の天体の理解と太陽系天体同士の関連性のみならず、 系外の惑星や惑星系、原始惑星系円盤などとの総合理解が不可欠であり、星・惑星系形成や系外惑星の節との 関連の重要性を強調するとともに、太陽系の観測研究に特有の「探査機ミッションとの協調」の必要性をここ で強調しておく。

230

3.12.2 太陽系の起源と進化

概論

現在標準とされている太陽系形成シナリオにおいて、惑星は「微惑星」という段階を経て誕生した。微惑星 とはキロメートルサイズの固体天体で、原始太陽系円盤の固体成分(ダスト)が衝突し合体成長することで形成 された。現在、太陽系小天体と呼ばれるものはこの微惑星の生き残り、または破片であると考えられている。 太陽系小天体には、主に岩石を成分とする小惑星、コマ(大気)や水蒸気の尾を持つことから氷成分を含んでい ることが明らかな彗星、氷が蒸発できないほど低温の領域にいるため氷成分を含んでいると考えられている太 陽系外縁天体、それに衛星が含まれる。これらの天体が現在の場所で誕生したと仮定すると、その成分はその 誕生した場所の温度を反映しているはずである。小惑星が岩石質で、それより遠方にいる彗星は氷を多く含ん でいるということ、スペクトル型別の小惑星の分布と日心距離に相関があるという観測事実はそれを裏付ける ものであるが、近年の惑星形成過程の研究が示唆することは、天体が現在の場所で誕生したとする仮定は常に 妥当というわけではない、ということである。

近年、ニースの研究グループが行った大規模数値計算では、海王星が現在までに形成されること、後期重爆 撃と呼ばれる月面などへの天体衝突の急激な増加があったことなどを無理なく説明することに成功した(以下、 ニースモデルと呼ぶ)。初期のニースモデル(例えば[84])では、現在よりコンパクトな軌道(5.5–17 AU)を持 つ4大惑星と、その外側(≳ 35 AU)に広がる微惑星円盤を初期条件としている。惑星の軌道が変化し木星と土 星の軌道が1:2の平均運動共鳴に入ることで、惑星全体の軌道が急に不安定になり微惑星との重力相互作用が 強くなる。その結果、多くの微惑星が太陽系内部に落ち込んできて後期重爆撃が起こり、惑星の配置は現在の ものに近くなる。ニースモデルは改良され、現在までに巨大惑星の不規則衛星の起源を含め、観測される多く の現象を説明することに成功していると言える。また、惑星の移動は火星の形成を説明するのかもしれない。 Walsh ら [91] は、木星が内側に移動することで、火星の形成と小惑星帯の形成を説明できるとした(グランド タックモデル)。惑星の大きな軌道移動があったとすると、周囲の微惑星は軌道分布が動径方向に大きくかき混 ぜられ、誕生した場所とは異なるところに保存されている可能性がある。例えば、不規則衛星は巨大惑星形成 後に重力的にとらわれた微惑星であるし、木星などのトロヤ群小天体(惑星と1:1 共鳴にある天体)は惑星移動 の後に群となった可能性がある。これらの天体を観測することによって、誕生場所やそこでの滞在時間の推測 につながるデータが得られれば、それは過去の惑星移動の可能性を観測から検証することになる。

一方で、海王星以遠の太陽系外縁天体(以下、外縁天体)は、惑星移動があったとすれば一部の軌道はその影響を受けたと考えられるが、また一部は軌道の性質からその場付近で誕生したと考えられる。地球から遠いこともあり、小惑星や彗星に比べて外縁天体の発見個数やデータの数は少ない。外縁天体がその場付近で誕生した天体であれば、低温のまま現在に保存されていると考えられ、彗星と同様に始原的であると考えられる。始原的な天体を詳細に観測することは、太陽系の初期環境を直接知る手立てとなる。

小惑星の鉱物組成と太陽系内の初期鉱物分布の解明にむけて

小惑星のカラーやスペクトルは小惑星の鉱物組成を反映しているが、詳細な構成鉱物組成はカラーやスペク トルだけでは窺い知ることはできない。そこで、小惑星起源と考えられる隕石の組成を調べて、小惑星の構成 物質組成を推定する試みがなされてきた。2000年以前は地球上で採取される最も多い隕石タイプである普通コ ンドライトと、内側の小惑星帯に広く分布し、地球に飛来する小惑星の源と思われいるSタイプ小惑星のスペ クトルが一致しないことが「謎」「ミッシングリンク」だと言われていた。しかし、1990年代から 2000年代 に行われた観測(例えば[7])や実験的研究(例えば[76])、さらにエロス[14]やイトカワ[34;41]への小惑 星探査で、Sタイプの小惑星は、普通コンドライトと非常に良く似たスペクトルを示すQタイプ小惑星の表面 が宇宙線や太陽風の照射や微小隕石衝突等が原因で変成し、スペクトルタイプが変わったものであるというこ とがわかった。このことは、長期間宇宙環境に曝されているすべての小惑星表面は宇宙風化作用により表面カ ラーやスペクトルが小惑星内部の組成を反映したものではなくなっているということを示唆する。つまり、宇 宙風化が発生することにより天体表面の状況が天体形成時のものから変化し、その天体の起源を知るための情 報を薄めてしまっている。それゆえ、小惑星の組成を知るためには、小惑星表面層より下にある物質の組成を 知る必要がある。

地上に居ながらにして小惑星表面下にある物質の組成を調べるにはどうすれば良いか?現在のところ考えら れる方法は、①「地滑り」②「衝突」③「分裂」を利用することである。①「地滑り」:地球近傍の Q タイプ 小惑星は過去 50 万年間に惑星との近接遭遇を経験し [8: 63]、近接遭遇の際の惑星からの潮汐力で S タイプ小 惑星表面層のレゴリスが「地滑り」を起こし、レゴリス層下の宇宙風化を受けていない物質が表面に現れ、Q タイプとして観測されるようになったという推測が示されている。惑星の潮汐力により小惑星表面が剥がれる 現象は、惑星との近接遭遇の機会が他の天体群に比べて多い、近地球小惑星に特有の現象である。②「衝突」: メインベルトで現在も時々小惑星同士の衝突が起こっていることは、若い小惑星族(例えば[61])やメインベ ルト彗星 (Active asteroids) [40; 37] の存在から明らかである。小惑星族は天体そのものを破壊するような大 規模な衝突で生成された衝突破片群であり、Active asteroids は小惑星の表面だけを剥がすような、又は表面 にクレーターを作るような比較的小規模な衝突によって小惑星表面下の氷が昇華したり、ダストが飛び散った りしたものである。このような天体では、衝突が起こってからの時間が短ければ、宇宙風化によって表面の光 学特性が変わってしまう前に表面カラーやスペクトルを調べることができ、宇宙風化前の小惑星内部の構成物 質を反映したカラーやスペクトルを得ることができる。③「分裂」: メインベルト小惑星の自転周期分布をみる と、極端に高速自転をする小惑星は存在しない。特に直径数10km以下の天体では2.2時間以下の自転周期を 持つ小惑星の分布が突然途切れており、このことは、数10km以下のメインベルト小惑星は衝突破片が重力で 集積したラッブルパイル構造をしており、自転が速すぎると集積した破片がばらけて小惑星が壊れてしまうた め、2.2 時間以下の自転周期を持つ小惑星がいないのだと解釈されている。つまりメインベルト小惑星の中に はラッブルパイル小惑星が相当数存在する。軌道の良く似たメインベルト小惑星ペアがこれまでに数十個ほど 発見されているが、これらのペアはラッブルパイル天体が YORP 効果(不規則な形状の天体では太陽輻射圧 と小惑星表面からの熱放射が非一様なため、回転力が生じて小惑星の自転速度を速くしたり遅くしたりする現 象)により分裂した天体ではないか考えられている [89; 71]。以上のような、惑星との近接遭遇を頻繁に経験 する天体、衝突を経験してから間もない若い小惑星族や Active asteroids、小惑星ペア等では、「地滑り」「衝 突」「分裂」によってそれまで小惑星の表面下にありまだ宇宙風化が完了してない小惑星本来の物質が、表面に 姿を現している可能性が高いと言える。またSタイプ小惑星のスペクトルの傾きを調べたところ、直径5km を境に小さい小惑星でスペクトルの傾きが緩やかになり、Q タイプ小惑星のスペクトルの傾きに近くなる傾向 が見つかった [9]。このことは、QタイプはSタイプより小さい天体が多いということを示唆するかもしれな い。それならば、小さい小惑星まできちんと分光できれば、衝突で壊れたての小さい(宇宙風化を受けていな い)小惑星を相当数発見できるかもしれない。

上述した小天体の表面カラーとスペクトル情報を観測により得ることで宇宙風化による"汚染"を免れた 小惑星の物性情報が獲得可能である。宇宙風化によって Q タイプの天体が S タイプへと変化することは分野 の常識となったが、S タイプと並んで多い C タイプの天体についてはどのようなタイプから宇宙風化で C タ イプに変化したのかわかっていない。一説には C タイプから B タイプへと変化する(青化)と言われるもの の [64] 定説では無い。さらにメインベルトより遠方に多く分布する D タイプの宇宙風化については全くわかっ ていない。宇宙風化による"汚染"で隠された初期物質の分布を知るには、現在 10 個以上に区分されている 小惑星タイプの物質的リンクを明らかにする必要があり、それには可視から近赤外にかけての分光観測を行わ なければならない。歴史的経緯から(小惑星のタイプ分類が始まった頃は可視の観測装置しかなかった)小惑 星のタイプはこれまで可視の観測に基づいて区分されてきた。しかし de León ら [17] の可視-近赤外分光観測 から明らかなように、可視ではほとんど同じスペクトルしか示さない B タイプ小惑星は近赤外域で小惑星鉱物 の hydration レベルに応じて多様なスペクトルを示す。このことからわかるように、小惑星鉱物の違いを明確 にするには可視-近赤外分光観測が必須である。さらに鉱物組成の重要な要素である水(含水鉱物を含む)の 存在は 3 μ m の吸収の形で判断できる [83]。したがって、可視から 4 μ m 程度までのスペクトルを連続的に取 得できる装置があれば(効率は下がるが TAO の SWIMS と MIMIZUKU の組み合わせでも良い)、効率的に 現在の太陽系の鉱物分布を明らかにすることができよう。

観測から得る小惑星の物質の情報を軌道情報など力学的な考察と組み合わせることで、太陽系初期に起こっ

たと考えられている惑星と小天体の大擾乱(グランドタックモデル、ニースモデル)の様相を窺い知る手がか りが得られると予測している。うまくいけば2020年代には「はやぶさ2」ミッションがCタイプ小惑星物質 を持ち帰っているので、望遠鏡で得る小惑星の初期物質の現在の分布とあわせてより詳細な太陽系初期の物質、 温度特性等の情報が得られるはずである。

小惑星上の含水鉱物

太陽系の進化、特に温度環境の変遷を解き明かすにあたって、太陽系内の水の分布は重要な情報になる。木 星以遠の太陽系小天体には氷として水が存在しているが、一方で、水とケイ酸塩鉱物は水質変成作用によって 含水鉱物を生成する。含水鉱物は氷の昇華温度以上になっても安定に存在するので、生成後の温度変化でリセッ トされない水の存在を示す重要なマーカーになる。小惑星は大部分がその形成以降に熱的進化をしておらず、 太陽系形成時の状態を保持している。そのため、水の存在の探査には、多様な小惑星について水氷および含水 鉱物の存在を調べることが必要である。

しかし、含水鉱物や水氷の特徴的なスペクトルフィーチャーが現れる波長 2.55–2.85 µm や 3.1 µm 付近には 地球大気の水蒸気による吸収帯があり、地上観測は非常に困難であった。今までの地上観測はこの大気吸収の 波長帯以外でしか行われておらず、それに基づいた解析では鉱物種の同定はできていないのが現状である [83]。 2006 年に打ち上げられた赤外線天文衛星「あかり」の 2.5–5 µm の波長帯における分光機能を用いて、世界で 初めて含水鉱物の吸収を明確に捉えることに成功している [87] が、「あかり」では 70 個の小惑星を観測したと ころで衛星運用が終了している。宇宙望遠鏡は地球大気に影響されない精度の高い観測を行えるのが圧倒的な 利点であるが、観測期間や指向方向に厳しい制限があり、太陽系天体専用望遠鏡ではないことも考慮すると、 必ずしも十分な数の観測が行えるわけではないという点で不利である。実際、JWST/NIRSpec では小惑星の 近赤外線分光観測が計画されているが、メインベルトの 20 km 以下の天体 100 個程度がターゲットとなってい る [66]。含水鉱物の特徴を統計的に議論するには、吸収のパターンのサンプル数が数十個では不足であり、そ の 10 倍以上の観測データが必要である。ここで、地上観測による安定的な観測体制が確立できれば、あらゆ る種類の小惑星のデータ取得が可能になると考えられる。

TAO(5.5章参照)の第一期観測装置として開発中の中間赤外線カメラ MIMIZUKUには、小惑星の水氷や 含水鉱物観測に特化した近赤外線分光機能が追加される予定であり、小惑星の水氷や含水鉱物の探査サーベイ が計画されている。これにより、世界に先駆けて統計的な議論に十分なサンプルを得ることができると期待さ れる。一般に、地上望遠鏡では大気透過率の変動に影響されて観測が難しいが、2視野同時観測システムを持 つ MIMIZUKUを用いることで小惑星と標準星を同時に観測できるため、この大気変動を除去し、高精度の観 測が可能となる。さらに世界でもっとも大気透過率のよいチリ・アタカマ砂漠の TAO 望遠鏡に搭載すること で、地上観測では不可能と考えられていた小惑星の水氷や含水鉱物の観測が実現する。

小惑星における含水鉱物の3 µm 帯のスペクトルには、水質変成起源の含水鉱物に起因する 2.7 µm 付近の 吸収以外に、太陽風の影響で後天的に表層付近で生成された含水鉱物に起因する 2.8 µm 付近の吸収を持つも のがあることがわかってきている [6; 38; 1]。太陽系の水の存在分布と太陽系形成モデルで予言される小惑星 帯の物質分布を比較するためには、前者を捉える必要がある。観測条件のよい TAO サイトで近赤外線分光機 能を追加した MIMIZUKU を用いた観測を行うことで、含水鉱物のバンド間の比の計測も可能になる。これに よって、太陽系初期の始原物質の分布について観測的制約を与えることが可能になる。

外縁天体表面の氷分子

海王星軌道(日心距離 30 AU)以遠に分布する太陽系外縁天体(以下、外縁天体)は、原始惑星系円盤中で 形成された微惑星の生き残り、あるいはその破片である。太陽から離れた低温領域に位置するため、それらは 主に揮発性物質の固体(氷)で構成されていると考えられる。それらの化学組成は、太陽系の初期環境や微惑 星の形成・進化を探るうえで極めて重要な手掛かりである。天体表層の氷組成を調べるには近赤外波長域の分 光観測が有効で、近年では VLT や Keck などの大型地上望遠鏡が集中的な観測を実施し、数十個の外縁天体に ついて反射スペクトルが得られている [5; 11]。

それらの観測からは、(1) 直径 ~1500 km を超える冥王星、Eris、Makemake、Sedna の表面はメタン氷が 支配的、(2) 直径 ~800–1500 km の大型外縁天体は水氷が豊富で、天体サイズとともに含有量が増す傾向が見 られる、(3) 一方でそれらよりも小型天体では多くの場合、表面に含まれる水氷はごく少量のみ、という結果 が示されている。天体サイズと水氷量の相関は、放射性核種(40 K など)を熱源とする加熱によって起こる地 下からの液体水供給(氷火山)によるものとする仮説が議論されているが [16]、それが実際に起こる可能性に ついての確証は得られていない。

また、水氷には他の物質が混ざっており、それらが宇宙風化によって天体表面を可視光域で赤化させている と考えられている [11; 27]。赤化物質としては主にメタノール氷やアンモニア氷が挙げられており、実際にい くつかの外縁天体での検出が報告されている。太陽系初期には、前者は~20 AU、後者は~35 AU 以遠でなけ れば天体表面に保持されないため、それらの存在は天体の形成領域に制限を与える指標になり得る [10]。アン モニア氷は氷火山の発生に必要な物質とされており [16]、氷火山活動の痕跡としても重要である。

以上のように、外縁天体表面の水氷存在度や氷組成を理解することは、太陽系の外側領域における微惑星の 集積過程、熱進化、および力学進化の解明に大きく貢献すると期待される。しかし、外縁天体の多くは非常に 暗く、現在の大型望遠鏡でも得られる反射スペクトルは精度の低いものが少なくない。そこで、2020年代に遂 行すべき研究課題として以下のような計画が検討されている。

水氷存在度の測定

中小サイズの外縁天体に対して天体直径や軌道要素と水氷 量との関係性を明らかにし、外縁天体の熱進化および氷火山 の活動性についての知見を得る。水氷は 3.0 µm に深い吸収帯 を持つほか、1.5 µm と 2.0 µm にも特徴的な吸収を示す(図 3.112)。まずは水氷を保持する天体を抽出するため、広視野 近赤外線宇宙望遠鏡(例えば WISH)による 3 µm 帯サーベ イ観測を実施する。次に、3 µm 吸収が検出された天体につい て、明るい天体に対してはすばる/ULTIMATE、暗い天体に対 しては TMT/IRIS を使用した近赤外低分散分光観測によって 1-2.5 µm の良質な反射スペクトルを取得し、水氷量を正確に 決定する。また、ULTIMATE の多天体分光モードを利用して 各吸収帯の強度および形状の自転にともなう変化を検出し、天 体表面の不均質性を明らかにする。



図 3.112: 水氷の反射スペクトル(黒線) [23] と WISH ミッションで提案されている 広帯域フィルターセットの波長範囲(灰色 線)。

(2)希少氷分子の検出

宇宙風化によって外縁天体表面を赤化する主要因とされているメタノール氷やアンモニア氷が示す吸収帯を 近赤外分光によって検出する。形成時の温度環境を特定し、形成領域に制限を与えることにより、惑星大移動 にともなって起こったとされる微惑星の大規模力学進化の解明に迫る。メタノール氷は 2.27 µm に、アンモニ ア氷は 2.21 µm に特徴的な吸収帯を持つが、水氷の吸収に比べると強度が非常に弱いため、検出には高い S/N のスペクトルが要求される。観測には TMT/IRIS を使用し、特に赤いカラーを示す天体に対して K バンド帯 の長時間分光を行う。

彗星

氷と塵からなる直径数キロメートル程度の核をその本質とする彗星は、彗星核が太陽系形成初期の原始惑星 系円盤段階において形成された微惑星の残存物であるという認識から、微惑星の化学組成と物理構造を保持す る始原天体という観点で、太陽系形成過程の理解において重要な天体であると考えられている。彗星は、原始 太陽系円盤中での H₂O 凝結ライン(雪線)より外側で形成された氷微惑星という意味で、原始太陽系円盤の 比較的外側についての情報を提供する。 3.12. 太陽系天体

また、微惑星は、原始太陽系円盤内における化学進化の結果を含むだけでなく、星間空間由来の塵・氷微粒 子に関する情報も提供すると期待されるため、彗星の観測的研究から、(1)原始太陽系円盤、および(2)太陽 系の元となった分子雲についての知見を得ることができる。彗星という太陽系天体の素性を明らかにすること は、このように、太陽系の起源を明らかにすることと密接に関連している。

これまで、彗星の観測は主に地上からのリモート観測によってなされてきた。彗星の物理観測は、彗星核か ら昇華した分子ガスおよびガスにひきずり出される難揮発性固体微粒子(塵)の作るコマ(大気)、あるいは 塵やイオン化したガスの作る尾の観測が主体であった。1980年代後半以降には、スペースからのリモート観測 が次第に行われるようになり、地上観測では地球大気によって吸収されてしまう分子種や塵に含まれる様々な 鉱物の観測も進んでいる。また、並行して探査機による彗星核の直接探査が、欧米を中心にして進められてき た。こうした直接探査は非常に強力な研究手段ではあるものの、そのサンプル数は極めて少ない。そうした意 味で、地上やスペースからのリモート観測は極めて重要である。しかも、過去の観測は比較的明るい彗星のコ マ(大気)中のガスや塵に限定されており、さまざまなサイズ(明るさ)の彗星核がどのような特徴を有して いるのか、その全貌は全く明らかになっていない。

彗星科学における 2020 年代の重要課題として、太陽系(特に氷微惑星の)起源解明という観点から、「氷微 惑星 = 彗星核の構造を明らかにし、微惑星そのものの形成プロセスを解明する」ことと「微惑星を手がかりと して、分子雲から原始太陽系円盤に至る物質化学進化過程を解明する」という大きな2つの課題がある。いず れも微惑星残存物である彗星核のキャラクタリゼーションという事では同じであるが、何に重点をおいて結果 を解釈するかという違いになろう。

(1) 彗星核の構造から探る微惑星形成プロセス

リモート観測によって彗星核の構造に関する知見を得るためには、彗星が太陽から遠方にある時の物理観測 が重要である。太陽から遠方にある場合の彗星はほとんどガス放出を行わず、核表面の直接観測が可能である ため、表面物質を明らかにすることが可能となる。しかし、その観測には大口径望遠鏡による可視から赤外線 波長域における低分散分光観測が必要である。

一方、彗星核内部を探る上で重要な現象として、アウトバースト(図3.113)や分裂現象、ジェット活動など が挙げられる。彗星核は、太陽から遠方においても、突如として大量のガスと塵を放出するアウトバースト現 象を示すことがある。この場合、彗星核内部にある超揮発性の氷の昇華が重要な役割を果たすとされており、 アウトバースト時に放出されたガスの組成比が星間氷の組成比と酷似しているという報告がある [47]。

特に、アウトバースト時には超揮発性の CO など が昇華することで彗星核中の H₂O を主体とする氷微 粒子が直接放出され、観測されることがある。最近の 彗星コマのガス観測から、彗星核中には二種類の異 なる氷が混在している可能性が示唆されており、一 方はH₂Oを主体とする氷、他方は揮発性の高いCO や有機分子を含む氷であると考えられている[60]。氷 微粒子の組成比については主成分である H₂O 以外は 分かっておらず、その組成比解明は、今後の重要研 究課題である。こうした二種類の氷の存在は、従来、 コマ中の異なるジェット (彗星核表面の異なる部位か らのガス放出)の観測から得られた、彗星核の非均 質性に関する知見が元となっている。一方、おそら くアウトバースト現象とも密接に関連する、核の分 裂現象においても、個々の分裂破片の観測から、微 惑星の構造、非均質性についてサイズおよび組成比 に関して重要な知見が得られる。



図 3.113: アウトバースト直後のホームズ彗星 (画像提 供:国立天文台天文情報センター)。

また、アウトバースト直後の観測では、主に超揮 発性分子の氷を主体とする星間氷が昇華した結果であり、星間氷粒子によって被覆されていた、より始原的な (原始太陽系円盤内部での熱的なプロセスを経ていない)星間塵の観測が可能と期待される。彗星塵の観測からは、原始太陽系円盤中での熱的なプロセスが示唆されているが、こうした原始太陽系円盤中でのプロセスに対する初期状態の解明という観点から、アウトバースト直後に放出される物質の観測は重要である。

こうした太陽から遠方での彗星活動や、小規模なアウトバーストなど光度的に暗いターゲットおよび現象を 観測、追跡するには、これまでは十分な口径の望遠鏡および観測装置が不足していた。2020年代以降、超大型 望遠鏡による観測から、微惑星の内部構造について物理化学的な granularity ならびに微惑星形成プロセスに 関する研究を大きく進めることが可能となると期待できる。特にアウトバーストのように時間変化に着目した 高空間分解能観測が重要である。

(2) 彗星物質から探る太陽系起源物質の物理化学進化プロセス

彗星核は微惑星残存物として、太陽系形成以前の物質の情報を有している。既に上で述べた内容と多くは重 複するが、分子雲から原始太陽系円盤に至る過程での物質化学進化の解明という意味で、微惑星に含まれる揮 発性および難揮発性物質の組成比は、特に重要である。揮発性物質の組成比は、基本的には彗星コマ中のガス の高分散分光観測によって明らかにされる。これまでにも種々の有機分子の探査や、さまざまな分子における 同位体存在比の決定がなされてきた。特に同位体存在比については、分子形成過程における温度環境などを反 映しているため、太陽系の元となった分子雲環境の解明という観点から重要視されているが、多くの同位体が 極めて微量成分であるため、同位体存在比の決定には極めて高い S/N 比の達成が必須となる。まさに、超大型 望遠鏡が利用可能となる 2020 年代以降のサイエンス・ケースとして重要なテーマであろう。

一方、中間赤外線波長域における低・中分散分光観測による鉱物組成や結晶度の決定は、彗星核に取り込ま れた固体微粒子の熱的進化過程解明にとって重要である。特に結晶質シリケイトは、微惑星が形成されるまで の間に原始惑星系円盤の中で形成・進化が進んだと考えられており、彗星核の形成場所や円盤内での物質循環 に関しても大きなヒントとなる。

これらの研究には 5-70 µm の中間赤外線波長域での分光観測が必要である。鉱物組成・結晶度の決定をより正確に行うには、10 µm 帯は鉱物の放射フィーチャが混んでいるため、20 µm よりも長い波長帯が特に有効であるが、これまでの観測例は多くない。これは地上観測では困難であるため、スペースでの衛星観測が必須となる。

必要とする窒息頭、装直						
望遠鏡形態	口径	観測モード	波長範囲	波長分解能	視野	空間分解能
地上専用 + 分光器	\sim 6–8m	分光	近赤外線 $(3 \ \mu m \ \ensuremath{\mathbb{R}})$	$R\sim 200300$		
スペース	\sim 1.5 m	撮像	1–5 $\mu { m m}$	$R\sim 4$	$\sim 30 \ \square'$	$\rm FWHM \sim 0\rlap.^{\prime\prime}5$
地上	\sim 8 m	AO+多天体分光	$12.5~\mu\mathrm{m}$	$R\sim 1000$	$\sim 10 \ \square'$	$\rm FWHM \sim 0\rlap.''2$
地上	\sim 30 m	AO + 分光	$12.5~\mu\mathrm{m}$	$R\sim 1000$	$\sim 0.5~\Box'$	$\rm FWHM \sim 0\rlap.^{\prime\prime}1$
地上	$830~\mathrm{m}$	分光、ToO	可視・近赤外線	低・中分散		
スペース		分光	5–70 $\mu { m m}$	低・中分散		

3.12.3 生命の起源と普遍性の探求

ここでは太陽系天体の観測による生命関連の研究を、「生命材料物質の起源の理解」と「地球外生命の探査」 に大別して、展望してみる。前者は、地球生命の材料物質である水と有機物が、いつどこで生成され、どのよ うな過程を経て生物を構成するに至ったかについての理解を深めることを意味する。後者は、地球以外の太陽 系内天体に存在する(した)生命を発見するために、天体の環境をより詳細に調べ、生命が居住しうるのか判 断する材料を提供するとともに、生命活動の痕跡を捉える試みを実施することを指す。

生命材料物質の起源の理解

(1) 小惑星

地球の生命の材料物質は、どこから来たのだろうか?このような問いかけに対して、太陽系始原天体(つま り彗星や小惑星)に起源を求める研究者は少なくない。特に、1969年に回収された Murchison 隕石中にはじ めて検出されたアミノ酸の L-鏡像異性体の過剰 [20] は、隕石母天体である「炭素質な小惑星(C型が代表的 で、それ以外に D、B、G、F、T、P型が含まれる)」に地球生命の構成物質と類似した有機物が豊富に存在 することを示すものである。ただ、回収される隕石サンプルの大半は、地球上の有機物質によって汚染されて いることから、産地(つまり母天体である小惑星)情報を確実に得られるサンプルリターンに期待が寄せられ ている。このような考えに基づき、はやぶさ2(JAXA, 2014年12月打ち上げ成功)とOSIRIS-REx(NASA, 2016年打ち上げ予定)という二つの炭素質な小惑星からのサンプルリターン探査が今まさに実施されようとし ているのである。2020年以降、はやぶさ2の試料が回収され、その有機物分析と分光的特徴の関連性が明らか になれば、この分野は飛躍的な進歩が期待される。生命の起源を観測的に研究するにあたり、このような小惑 星サンプルリターン計画との連携は必要不可欠なものであると考えられる。





図 3.114: 炭素質隕石(実線)と 小惑星スペクトル(○,□)の比較 [33](掲載許可取得済み)。0.4 µm 以下と3µm付近に吸収が見られ る。

図 3.115: 炭素質な小惑星 (C, G, B, F) と隕石 (その他の記号)の近紫 外, 0.7 μ m, 3 μ m 吸収強度の比較 [33] (掲載許可取得済み)。(a) では、 炭素質な隕石や小惑星は、過去に経験した熱履歴によって 3 つのグルー プに分類することができると考えられる。(b) では、近紫外と 3 μ m の 吸収強度がよい相関を示す。

では、具体的にどのような観測量によって、生命の起源 物質と関連づけることができるのだろうか?通常の小惑星 の観測量は、固体表面(レゴリス層を含む)からの散乱光、 または熱輻射であり、分光観測から有機物に特徴的な輝線、 吸収線を検出することは困難である。ただ、アミノ酸の生成 に不可欠な「液体の水」の痕跡を天文観測によって調べるこ とは可能であると考えられる。小惑星の反射スペクトルは、 0.4-2.5 µm にかけてほとんど特徴がないが、3 µm 付近で含 水鉱物(無水ケイ酸塩が液体の水と反応してできたと考えら れている)の吸収を示すものが知られている(例えば[75])。 また、Fe³⁺ に起因する紫外から可視短波長 (<0.4 μm) で の吸収を示すもの、層状ケイ酸塩に起因する 0.7 μm 付近で のきわめて弱い(せいぜい数%)吸収を示す炭素質な小惑 星も知られている。これらは、3 μm 付近の含水鉱物の吸収 と良い相関があることから、液体の水が存在した間接的な 指標と考えられている(図 3.114、3.115) [33]。最近では、 現在もなお水を保持している小惑星(メインベルト彗星と



図 3.116: 炭素質小惑星 24 Themis の近赤外ス ペクトル [74] (掲載許可取得済み)。線は水氷 で覆われた輝石のモデル。3.1 µm を中心とし た水と、3.4 µm 付近の有機物による吸収が検 出された。

呼ばれることもある)の存在が知られるようになってきた [36]。これらの天体のうち 24 Themis では、近赤外 分光観測から、3.4 μm 付近に有機物に起因すると考えられる吸収が見つかった(図 3.116) [13; 74]。 このように、含水鉱物や水、有機物に着目し、太陽系のどの場所(メインベルト、ヒルダ・トロヤ群、外縁 天体など)で、どの時期に液体の水が存在し、アミノ酸が形成されたのか、探査機試料による詳細解析と、天 文観測による概観的な調査がまさにはじまろうとしている。具体的な観測方法として、低分散分光(0.4 µm 以 下、0.7 µm 付近、2.7–3.5 µm)があげられる。いずれにしても、見かけ等級が暗いことから、地上大型望遠鏡 が必要であろう。また、宇宙からの観測では、2.7–3.5 µm 帯の観測は有利であることはいうまでもない。

(2) 彗星

一方、彗星は有機物や水に富んだ天体として古くから知られている。前節で述べたように、太陽系誕生時の 惑星構築単位である微惑星(とくに太陽から比較的遠方に存在した氷微惑星)の残存物とされる彗星は、太陽 系形成初期の情報を有する貴重な始原天体である。1980年代後半のハレー彗星探査によって、彗星固体微粒子 中に CHON 元素が多く含まれていることがわかった。さらに、Stardust 探査(NASA、2006年サンプル回収) で採取された彗星塵の試料には、官能基や脂肪炭素からなる多様な有機物を始め、アミノ酸が検出されたとの 報告もある [19]。このように彗星塵には多様な有機物が含まれており、そこに生命材料物質あるいはその前駆 体が含まれていたと期待されている。しかし、こうした分析に耐えうる彗星塵試料は、サンプルリターン型の 探査でなければ得ることは難しい。

リモート観測による彗星塵中の生命材料物質あるいはその前駆体へのアプローチは困難を極めている。彗星 塵は多種多様な鉱物および有機物から成ると考えられるが、一般には可視光波長域における吸収(あるいは中 間・遠赤外線波長域における放射)スペクトル中に見られる分光学的特徴に基づいて成分が同定されている。 これらのフィーチャーは幅の広いバンド吸収(あるいは輝線)であって、個別の分子種を区別することが比較 的難しい。

彗星氷中に含まれる各種の分子については、天文観測において、それらの氷が昇華して彗星コマを形成し ているガスが観測されている。1990年代終わり以降、彗星コマ中には彗星氷の主成分である水や一酸化炭素、 二酸化炭素といった成分とともに、メタノールやシアン化水素、アンモニア、ホルムアルデヒド、メタンおよ びエタンといった有機分子が検出されている。これらの分子の多くは生命材料物質の前駆体として重要な分子 であると考えられるため、生命材料が直接的に地球に持ち込まれたかどうかは明快ではないものの、こうした 分子の一部が彗星の衝突によって地球に供給されたことは間違いないだろう。彗星氷の中にどこまで複雑な分 子が存在するのかについては、現在、最も重要な観測的研究課題の一つである。これまでの地上観測において は、特に上述のような有機分子については 3 μm 波長帯が非常に有用なウィンドウであった。それは、多くの C-H、O-H、N-H(伸縮)振動バンドがこの波長域に現れるからである。しかしそれは、逆に、多くの分子輝 線がオーバーラップしやすいという欠点にも繋がる。そのため、今後は骨格振動が主に見られる中間赤外線波 長域での高分散分光観測が重要となりつつある。この波長域は、有機化学分野において「指紋領域」と呼ばれ る波長帯であり、様々な有機分子を容易に区別することが可能である。今後、地上からは大型望遠鏡による(1) 3 μm 帯および (2) 中間赤外線波長域での、微量成分(より複雑な有機分子)の同定と定量が重要となること は疑いの余地は無い。

いずれにせよ、彗星が何らかの形で生命起源物質を地球あるいは他の惑星・衛星へと供給したと考えられる。 小惑星と彗星との寄与の比率については、今後の研究を待たねばならないが、これらの小天体に含まれる水の 重水素 / 水素比などが手がかりになると考えられる。小惑星由来の物質と彗星由来の物質とでは、同位体比に 差がある可能性が高い。しかし、こうした基本的な物理量の明確化は地上観測だけでは十分に行うことは出来 ず、直接探査による実現が望ましい。彗星核についてはヨーロッパの Rosetta 計画が進行中であること、また小 惑星についても前述のように探査およびサンプルリターン計画が進んでいることから、これら探査計画と協力 した研究遂行は必須であると考えられる。天文観測は、(1) 広く分布する彗星や小惑星を総観できる、および、 (2) 探査天体の普遍性や独自性を特徴づけることができる、という2つの点で重要な役割を果たすであろう。

地球外生命の探査

(1) 火星

地球型惑星である火星・金星は、形成過程の類似性から地球の兄弟星 であると考えられている。しかし、近年の観測により、現在の大気環境 はそれぞれ大きく異なることが報告され、大気ダイナミクスや組成の違 いが注目されている。地球型惑星の大気の長期変化すなわち大気進化を 解明することは、生命を維持しうる惑星環境の形成条件を理解すること につながる重要課題である。特に、火星は生命の可能性の点で期待を集 めている。近年の火星周回探査機データから、火星にかつて大量の水が 存在していたことが確実視されている [51]。しかし、現在の火星には表 面上に水は存在しない。一方で、火星の地下に多量の氷がある事が観測 データや理論モデルから示唆されており、火星の水循環に興味が集まっ ている。一方で、2003年、火星大気中に微量のメタン CH4 が発見され た[26; 50; 59]。火星の酸化的な大気の下ではメタンは不安定で急速に分 解するため、現在もメタンの供給源が存在していると期待される。地球 におけるメタンの生成過程と同様に考えれば、その起源としては地質学 的過程や生物学的過程が考えられる。しかし、これまで観測によって検 出された火星メタンの時空間変動は大きく(図3.117) 現在考えられて いる大気化学反応モデルよりも数100倍速い消失過程が必要であること が示唆されているが、そのメカニズムは分かっていない[59]。

これらの火星の水循環やメタン起源の解明のためには、火星大気ダイ ナミクス組成の解明に不可欠な大気成分の存在量・速度場・温度場・高 度分布の導出を可能とする観測装置が求められる。とくに、赤外ーサブミ リ帯におけるメタン(CH₄) 水系分子(H₂O₂、H₂O等)大気吸収線・ 輝線の分光観測が有効である。しかも、地上観測から火星と地球の大気 吸収線と分離するため、波長分解能数十万~100万程度での高分散分光 が必要である(図3.118)。かつ、空間分布の測定のために、数十秒角以 上のロングスリットによる空間スキャン、もしくは視野を火星ディスク より十分小さくして空間スキャンすることが重要である。観測機会につ いては、地上大型望遠鏡による単発的観測や、衛星搭載器による低分散 観測では本質的な解決はなく、火星接近時(2年に1度程度)にモニター 観測することが求められる。また、観測サイトは、水蒸気が少なく安定 している高地や南極が最適である。この解明は、火星における「生命・ 地殻活動の探査、気候環境の理解」「微量成分大気の高精度検出とその変 動・局在性の把握」「水循環・気候システムの理解」を目指した将来火星 探査ミッション提案 [93; 98] につながるものであり、これらの大気変動を 捉えることが可能な高分散分光器によるモニター観測への期待は高まっ ている。



図 3.117: 地上大型望遠鏡と赤外 高分散分光器で観測された火星メ タンの空間分布 [59] (掲載許可取 得済み)。メタンが局在化してい ることがわかる。



図 3.118: 地上観測に基づく火星 メタンのスペクトル例 [50] (掲載 許可取得済み)。地球メタンの吸 収の底付近にわずかな火星メタン の吸収が見られるため、高分散分 光が必要である。

第3章 次世代光赤外天文学のサイエンス

(2) 外惑星周りの衛星

木星や土星などの巨大惑星の氷衛星には、多量の地下水 が存在することが最近明らかになってきた。特に、探査機 観測により、木星衛星エウロパの地下に流体の水があるこ とが示唆され [77]、また土星衛星エンケラドスからの氷火 山噴出が観測されている(図3.119)[94]。これらの結果を 受けて、衛星の地下海における生命居住可能性が議論され ている。地下水溶解物の組成等、地下海の環境を知ること は、その議論に重要な判断材料を提供する。これらの氷衛 星からは、その噴出物や、表面からの光やイオンのスパッ タリングにより、巨大惑星の電磁圏へ水系分子を含む粒子 が大量に供給される。したがって、衛星周りの希薄大気の 分析から、地下海環境を推定できる可能性がある。一方で、 衛星から噴出・供給されたガスは負電荷をもつダストや酸



図 3.119: カッシーニ探査機による土星衛星エ ンケラドスの氷噴出火山 [94] (掲載許可取得済 み)。

素イオン等となり(図3.120)、巨大惑星の電磁圏上下結合プロセスに重大な影響を与えるとともに、他の衛星 表面に沈着するなど衛星間相互作用を引き起こす。つまり、惑星-衛星間、衛星-衛星間の相互作用を理解しな くては、希薄大気から衛星地下海の正しい情報を得るのは難しい。

また、生命居住可能性の議論のため のみならず、惑星本体と衛星との電磁 気結合という現象そのものも科学的に 重要な研究対象である。たとえば、木 星磁気圏のプラズマのほとんどが衛星 イオ火山噴出ガス起源であることが知 られている。これは、主にプラズマ源 が太陽風である地球磁気圏とは大きく 異なり、木星磁気圏は衛星イオ火山に コントロールされていることを意味す る。従って、イオ火山活動を長期的に モニターすることは、木星電磁圏活動





度を理解するために本質的である。近年、数年間以上にわたる地上モニター観測から、イオ火山活動が数年ス ケールで変動していることが示唆されており、これに関連する木星電磁圏活動度の長期変動も注目されている [58;95]。

この課題の解明のためには、衛星起源ガスの存在量や空間分布の導出を可能とする観測装置が求められる。 地上観測(赤外、可視と電波・サブミリ)や宇宙観測(紫外)により、水系分子や酸素原子、ナトリウムや硫 黄イオンなど衛星からの噴出物を起源とするガスの発光や電波を観測することで、複数の物理パラメータ時間 空間変動を捉えるための長期モニター観測が必須である。このための光学装置としては、波長分解能数万以上 の高分散分光器が必要である。かつ、空間分布の測定のために、数十秒角以上のロングスリットによる空間ス キャンか、もしくは視野が数秒角以下で空間分布を明らかにできることが重要である。観測機会については、 地上大型望遠鏡による単発観測と、TAOや大学望遠鏡等の独自望遠鏡による連続観測のそれぞれの長所を組 みあわせた観測が有効であり、土星ないし木星接近時(年に1度程度)には連続観測することが必要である。 また、観測サイトは、水蒸気が少なく安定している高地や南極が最適である。この巨大惑星の衛星噴出ガスの 研究は、背景磁場や数密度が高度とともに変化する衝突 ~ 無衝突プラズマの振る舞いの理解に直結する。これ は、比較惑星学的に、地球と異なる環境における宇宙プラズマの実験場とみなすことができる。

240

必要とする望遠鏡、装置					
テーマ	必要な観測、データ	将来装置			
含水鉱物・水・有機物の探査(小惑星)	可視・近赤外低分散分光	地上望遠鏡 (≥8m)、または赤 外宇宙望遠鏡			
微量有機物の同定・定量(彗星)	近赤外・中間赤外高分散分光				
水循環・メタン起源の解明 (火星)	中間赤外 (5-20 µm) 超高分散分光 (R:数十万 ~100 万) による空間分布、連続モニター観 測	專有中型(1∼数m)望遠鏡			
希薄大気の空間・時間変動(氷衛星)	同上	同上			

3.12.4 太陽系天体の多様性:現在の太陽系の理解

太陽の周りを公転する太陽系天体は、天体サイズ、組成、関連する物理現象などについて多岐にわたってい る。太陽系天体は、一般に、太陽の散乱光を可視光で、熱放射を赤外線で見ることで、光学特性・熱特性を知 ることができるが、一方で、これらの波長帯には多様な分子や鉱物による吸収や放射の特徴的なスペクトルが 存在し、構成物質の同定に結び付けられる。さらに、これらの時間変化を追うことで、物理現象の動的変化を 把握し、総合的な理解につなげることができる。本章では、現在の太陽系の多様性をあらゆる観点から観測的 に捉え、そこから得られる太陽系の起源と進化を考える手がかりについて議論する。

惑星大気循環

太陽系のほとんどの惑星は大気をもっ ており、それぞれの惑星で独特の風を生 じている。惑星スケールの風である「大 気大循環」は、太陽からのエネルギー を惑星全体に分配し、化学物質を運び、 雲を発生させて気候を形成する役割を 担っており、惑星の大きさや太陽から の距離、大気成分などの条件によって 様々な循環パターンが生じていると考 えられる。地球の場合、熱帯地方では 東風、中緯度では西風が卓越し、いず れも自転速度よりもはるかに遅い。火 星においても、比較的地球に似た風が 吹くと考えられている。一方で、金星 ではすべての緯度で自転と同じ方向の 風が吹き、雲が存在する高度 60 km 付 近では自転速度の60倍もの速度に達す る (スーパーローテーション、超回転)。 また、ボイジャー1号やホイヘンス・プ



図 3.121: 地球型惑星の大気大循環のイメージ (JAXA 今村剛氏作 成)。

ローブなどによる観測から、土星の衛星タイタンにも自転速度の10倍程度のスーパーローテーションが生じ ていることがわかった [24; 25]。タイタンは惑星ではないが、窒素を主成分とする1.5気圧の大気を持つ。宇 宙全体で見れば、スーパーローテーションは惑星の風の基本形態の一つとも考えられる。地球や火星の偏西風 は子午面循環に依る固体惑星から中高緯度への自転軸周りの角運動量の移流によって、かなりの部分を説明で きる。一方で、金星に見られるスーパーローテーションに関しては、いかに自転よりも速い回転を維持してい るのか、その運動量はどこから来たのか、従来の気象学では説明ができない。太陽系で最も自転の遅い惑星で ある金星での大気大循環の理解は惑星気象全体の理解の鍵となる。 理論面では、金星のスーパーローテーションを加速する様々な説が提唱されている [22; 28; 55] が、その実 態は未解明である。そこで、多波長同時観測を長期的に実施することにより、大気大循環の3次元構造および 大気波動(波による運動量と熱の輸送)の励起・伝播・散逸過程を観測面から明らかにすることが不可欠となる。

近赤外域には H₂O, CO, HCl, SO₂ など微量成分の吸収帯があり、これらを分光撮像することでそれぞれの 波長に応じた高度の情報を得られる。金星夜面の観測では下層大気からの熱放射を観測することになり [72]、 微量成分をトレーサーとして雲よりも下層における大気擾乱を可視化できる。金星昼面では雲層での太陽光反 射の観測から、高高度での微量成分の分布と時間変動を捉える [45]。また昼面 CO₂ の吸収データからは雲層 中の大気波動を検出することも可能である [35]。

分子吸収線を用いて大気擾乱を追うには、金星と地球の大気吸収線を分離できる数万から数十万程度の高分 散分光器が有効である。加えて、数10″以上のロングスリットでの空間スキャン等で、1″程度の分解能で空間 分布を得ることが重要となる。これまでも単発の観測は公募制の大型望遠鏡を用いて実施されてきたが、大気 波動を検出するには、少なくともその波動の2周期分のモニター観測が必須であり、その変動を捉えるにはよ り長期的な観測が求められる。モデルから想定されている波動の周期はおよそ数日から1週間程度であり、こ のようなモニタリングでは、地球の水蒸気が少なく安定してることが望ましく、南極やチリ・アタカマ砂漠の ような高地の観測サイトが最適と言える。

巨大ガス惑星の衛星の希薄大気 放出される物質やその時間変化

巨大ガス惑星である木星や土星は、その大気組成に加えて磁場強度や自転速度なども地球と大きく異なる極 端環境を有する。そしてこれらの衛星にも多様な環境が存在している。前節で述べたように、木星の衛星イオ は、太陽系でもっとも活動的な火山を持ち、多量のガスを木星磁気圏に噴出し、オーロラ発光に代表される木 星磁気圏活動をも支配する。これは、磁気圏が外的要因(太陽風)に支配される地球と対照的である。また、エ ウロパには地下水があり、ガニメデは固有磁場を持つ。一方、土星の衛星エンケラドスの地下には液体の水が 存在し、カッシーニ探査機により氷噴出やダストとプラズマの相互作用が検出されている[90]。

過去の研究では、狭帯域フィルターによるイオ噴火起源の中性ナトリウム原子分布の長期(年間数10晩、期間は数年間以上)撮像観測(例えば[58])や、中小口径望遠鏡と高分散分光器による硫黄イオン発光の観測から 視線速度や温度が求められ、噴火ガス起源イオンと磁気圏の相互作用が明らかにされてきた。大口径望遠鏡(す ばる望遠鏡, NASA/IRTF等)と赤外線高分散分光器を用いた年間数–10晩の観測により、木星や土星のH₃+ (3.9 µm, 3.4 µm)オーロラ発光強度ならびに電離圏イオン視線速度と温度分布が導出された[80]。さらに、中口 径独自望遠鏡(Mini-TAO等)の中間赤外観測により、イオ火山活動の直接モニタリングに成功した[96]。地上 電波観測では、数10-数100 MHzにおいて木星磁気圏プラズマ加速起源電波が捉えられた[48]。一方、宇宙か らは紫外域観測が可能となり、HSTによる木星や土星の紫外オーロラの詳細空間分布[15]、Hisaki/EXCEED による木星 EUV オーロラ空間分布とイオ火山噴出ガスの紫外発光観測[97]、Chandra、XMM/Newton、「す ざく」による木星 X 線オーロラが観測されてきた。さらに、探査機によって、磁気圏プラズマや高速中性粒子 等の直接探査とオーロラ撮像がなされてきている。

木星や土星の多様な衛星環境と磁気圏相互作用の今後の理解のためには、惑星系と衛星系におけるエネル ギーや物質の上下エネルギー輸送過程や時間変動を捉える必要がある。このためにはターゲットとなる惑星が 観測可能な期間(1年に半年程度)の連続モニター観測(数10晩以上)が本質的である。モニター観測は、公募 による大型望遠鏡の単発観測では著しく不十分であり、中小口径望遠鏡が不可欠である。波長は、衛星の氷火 山噴出ガスにみられる水系分子の発光は近赤外線の波長域に多く存在すること、加えて木星と土星磁気圏の活 動の指標となる木星 H₃⁺ 赤外オーロラも 3.9 µm であることから、可視とともに赤外域(1–5 µm)の観測が重 要である。また、中間赤外線(10–20 µm)ではイオ火山活動のモニタリングが可能であるため、TAO による 観測が期待される。さらに、次世代補償光学系と大口径望遠鏡の組み合わせにより、イオ火山を超高空間分解 (0[!]1 以下)で撮像することで、火山のホットスポットを詳細に観測することが可能となる。2030年頃に木星の 衛星ガニメデを周回するの予定国際探査機計画 JUICE(Jupiter Icy Moon Explorer)と共同した地上観測を達 成し、成果を増倍させる役割を担うことも、今後の重要な課題である。 3.12. 太陽系天体

彗星と小惑星のはざま

近年、「彗星」とも「小惑星」とも分類しにくい天体が発見されるようになってきた。彗星は、太陽系形成時 に作られた微惑星が、その形成以降、太陽系外縁領域に分布し、比較的最近になって内惑星領域にもたらされ た天体だと考えられている。これらは揮発性物質に富んでいるが、太陽に近づくたびに表面付近の氷は昇華し て失われていき、周回を重ねることによってやがて見た目が小惑星状に観測される天体、枯渇彗星へと進化し ていくと推測される。しかし、このような彗星の軌道進化の頻度や枯渇彗星の存在割合はいまだによくわかっ ていない。一方、小惑星は、彗星よりも内側で形成され、惑星に成長することができなかった天体の残骸であ ると考えられている。これらの天体は、形成以降、主に衝突による進化を経ており、その衝突破片の一部は再 集積してラップルパイル構造を持った天体になる。一般に、小惑星は彗星よりも高温領域で形成されたために 揮発性物質をあまり含んでいないと考えられてきたが、最近では氷を含んだ小惑星 (メインベルト彗星)も発見 されている [36]。しかし 46 億年間どのようにして揮発性物質を保持してきたのかはよくわかっていない。ま た、彗星状に観測される小惑星の一部は、衝突 [39; 40] や自転崩壊 [46] によって生じたと考えられているが、 その頻度についてよくわかっていない。これらの天体を多く観測することで、現在の太陽系で起こっている小 惑星同士の衝突進化現象を捉えることができる。

このような天体の本格的な研究が行われるようになったのは 2005 年以降であり、統計的な議論を行えるだ けのサンプル数を観測できていないのが現状である。メインベルト彗星の活動を引き起こす揮発性物質 (H₂O, CO₂ など)の組成や比率、ダストの組成などは、TMT クラスの望遠鏡によって解明されるものである。一方、 地球近傍で起こる明るい現象の場合には、すばる望遠鏡や中小口径望遠鏡を用いたアウトバースト直後から約 1ヶ月おきの撮像モニター観測を実施することによって、彗星活動によって発生したダストの質量や総エネル ギーを見積ることができるため、その発生メカニズムを推定することが可能になる。このように、大型望遠鏡 による物質的なアプローチと、中小口径望遠鏡を用いた早期フォローアップを組み合わせることによって、彗 星や小惑星の起源やその進化に迫ることができる。これは既存の観測装置だけでは困難であり、2020 年以降の 重要な研究課題の1つである。

スペースガード、資源探査

2013 年 2 月に発生したロシア・チェリャビンスク州への隕石落下のように、太陽系小天体の地球への衝突 の脅威は現実なものとなっている。地球に接近する軌道を持つ地球近傍天体 (near-Earth object: NEO)の発 見・追跡・物理状態の解明及び衝突回避方法の研究を行う活動をスペースガードと言う。初期のスペースガー ドの目標として、人類存続に致命的な影響を及ぼす直径 1 km 以上の NEO の 90 %以上を発見することが設定 され、様々な観測が実施されてきた [82]。これらの観測により、2014 年 11 月までに直径 1 km を超える NEO 862 個が発見された。これは推定存在数の約 90 %に当たり、初期の目標は達成されたと言える [32]。

一方、直径1km以下のNEOであっても、都市の破壊を起こすには十分なエネルギーを有している。2013 年に開催された国連宇宙空間平和利用委員会 (Committee on the Peaceful Uses of Outer Space: COPUOS) では、現存する観測機関等により構成される「国際小惑星警戒ネットワーク (International Asteroid Warning Network: IAWN)」の設置を勧告し、NEO に対するさらなる観測を奨励している [79]。また、米国では Asteroid Grand Chanllenge という指針の下、Catalina Sky Survey, Pan-STARRS, LINEAR などによる NEO の発見と 追跡、Goldstone Deep Space Communications Complex, Arecibo Observatory, NEOWISE, NASA/IRTF な どによる物理観測が検討されている。2030 年までに直径 140 m 以上の NEO の 90 %を発見することがスペー スガードにおける国際的な数値目標となっている。

このような状況の下、2020年代の光赤外線天文学、とりわけサーベイ観測では、スペースガードの視点を常 に意識する必要がある。2020年代における NEO サーベイとしては、LSST (Large Synoptic Survey Telescope) や赤外線天文衛星 NEOCam (Near-Earth Object Camera) が計画されている。また、WISH のような観測機 器がスペースガードに大きく貢献できると期待される。米国の WISE は、post cryogenic mission としてサー ベイ観測を継続し、4ヶ月で 134 個の NEO を発見している [53] が、2020年代には発見数の増大が見込まれる。 小惑星の資源探査という観点は、米国を中心に商業的な利用の可能性が検討されている (c.f., Asteroid Initiative⁷)。日本においては本格的な検討は行われていないものの、探査機によるサンプルリターンや隕石の実 験室内測定等といった、世界的にユニークな技術を有している。資源探査を行うためには小惑星の構成物質を 推定することが重要となる。従って、小惑星の構成物質の同定へ向けた天文観測は、2020 年代において重要な 課題となる。これには、可視分光観測によるスペクトル分類や、それを拡張する近赤外線の分光観測 (3.12.2章 参照) に重点を置く必要がある。

惑星間塵と黄道光

黄道光とは、惑星間塵による太陽光の散乱光または熱放射であり、薄く広がった淡い面光源である。惑星間 塵の寿命は、主星からの放射圧や Poynting-Robertson 効果によって数 10 万年程度 [54; 42] であるため、継続 的なダスト供給が必要であり、その供給源として小惑星同士の衝突や彗星からの放出が考えられている [42; 65] が、それぞれがどの程度の割合で寄与しているのかはまだわかっていない。

黄道光の地上観測から惑星間塵の空間分布に制約を与えることが可能だが(例えば[44])、一方で、スペース 望遠鏡による高精度の観測も進んでいる。黄道光観測は、特別な光学設計がなされていれば、観測ロケットや 超小型衛星搭載の小口径望遠鏡であってもトップサイエンスが達成可能であり、スペース天文学の分野におけ る人材育成の機会の維持という観点でも 2020 年代の天文学において重要である。

惑星間塵の組成を観測的に決定するためには、スペースからの黄道光の分光観測が必要である。過去の黄道 光分光観測からシリケイトフィーチャーが検出されている [56; 67; 73; 68; 85]。また、黄道光ダストバンドは 小惑星起源だと同定されている [18; 62] が、シリケイトフィーチャーの強度がダストバンドで異なるという観 測事実が知られている [70]。そこで、ダストバンドを含む広い天域に対し、近・中間赤外線の波長帯での分光 観測によって、シリケイトフィーチャーの強度マップを描き出すことで、惑星間塵の起源に迫ることができる。 これには、小型衛星搭載の小口径望遠鏡による 10 µm 帯における低・中分散分光装置が必要となる。より簡易 的に、非冷却の装置を用いて 1 µm 帯で観測を行うという戦略も考えられる。

小惑星と彗星では軌道が大きく異なるため、惑星間塵の3次元分布を観測することは、その起源の同定にき わめて重要である。しかし黄道光は地球近傍からは視線方向に積分されたものとして観測されるので、惑星間 塵の 3 次元分布を得るためには、惑星間空間からの観測が必要となる。パイオニア 10 号 [31]、ヘリオス 1、2 号 [52]、ユリシーズ [29] 等による 1970-1990 年代の先駆的な惑星間塵の 3 次元観測により、大まかなダストの空 間分布の情報は得られたが、起源の同定には至っていない。地球近傍からメインベルトを超えて木星軌道に至 るまで、近・中間赤外線での多波長撮像または分光観測によって系統的なデータが得られれば、惑星間塵の起 源同定において決定的である。2020年代にそのような観測の実現を目指すのがEXZIT(EXo-Zodiacal Infrared Telescope)[57] である。EXZIT では、木星トロヤ群探査のためのソーラー電力セイル探査機に、可視・近赤外 線(オプションで中間赤外線)の観測装置を搭載し、木星までのクルージング期間中に黄道光観測を連続的に 行うことで、惑星間塵の3次元分布を観測する。特にメインベルト前後での黄道光の輝度変化を詳しく観測す ることで、黄道光に対する小惑星起源の割合が得られる。また、小型科学衛星 DESTINY(Demonstration and Experiment of Space Technology for INterplanetary voYage) をベースとした将来の黄道面脱出ミッションに おいても同様の観測を実施し、特に彗星起源のダストの寄与を推定することを目指す。EXZIT による黄道光の 立体観測計画は、惑星間塵の起源を決めるという科学目的だけでなく、赤外線観測にとって最大の前景光であ る黄道光を逃れるために、地球近傍から惑星間空間へとより良い観測場所を求める最初の一歩となる。その意 味で、2020 年代よりさらに先の赤外線天文学を見据えたミッションとして実現が大きく期待される。

太陽系外惑星との関連

系外惑星の発見は我々の太陽系の理解の変革にも繋がった。例えばホットジュピターの発見は、太陽系内で も惑星移動があったことを示唆し、太陽系の進化の理解が深化した。一方で、系外惑星の観測から得られる情

⁷http://www.nasa.gov/mission_pages/asteroids/initiative/

3.12. 太陽系天体

報は限定的であるため、太陽系内惑星の観測から得られた知見を系外惑星に活かしていくことが重要である。 (1) 系外惑星分類の基礎となる、太陽系内惑星大気の性質の理解

系外惑星の大気はトランジット法により調べられる。この際、我々の太陽系の惑星は、大気を持つ既知の惑 星としてテンプレートとなる。しかし、木星や土星などの大気透過光の観測例は、観測者(探査機)を惑星の向 こう側に移動させる必要があり、観測例は非常に少ない。また、今後は地球型系外惑星の直接撮像が目標にな るが、その際にはディスク平均された地球反射光がどのように見えるかは確認しておく必要がある。そこで、 より詳細な系外惑星の大気観測を成功させるためには、太陽系の惑星を系外惑星に見立てた観測がその基礎と して必要となる。

ガリレオ衛星食の観測から、木星の大気透過光を継続的に調べられることが明らかになった [86]。これによ り、木星大気を探査機によらず地上観測から探ることが可能となる。ただし食の継続時間は短く、現在の観測 装置では精度の高い観測には限界がある。TMT や JWST 等を用いて食中のガリレオ衛星を色々な位置関係に おいて分光モニターすることによって、木星上層大気におけるヘイズやメタンの詳細な構造が明らかにされる と期待される。

地球の大気透過光を調べるには月食の観測[69;88]が、反射光については月面地球照の観測(例えば[30;81]) が有効である。これらの観測結果を解釈することにより、地球が系外惑星としてどのように観測されるかを知 ることができる。特に、系外惑星観測の生命探査の観点からは、生命の痕跡(Biosignature)を検出することは 重要である。すでに、地球照分光観測による植生レッドエッジの検出(例えば[30])、地球照直線偏光観測によ る酸素分子の検出[81]が報告されており、これらは地球型系外惑星の直接観測への応用が期待される。今後の 目標としては、地球照円偏光観測による生体分子ホモキラリティの検出等が挙げられる。その実現には、大口 径の望遠鏡は不要であるが、円偏光観測等の特徴的な観測装置が必要となるため、小中口径の大学望遠鏡等を 用いた継続的な観測が有効である。

(2) 系外黄道光の観測

系外黄道光の系統的な探査は、惑星系の進化過程において、今までの「原始惑星系・残骸(デブリ)円盤」 と「系外惑星」の間のミッシングリンクを埋める観測となる。すなわち、様々な種類のスペクトルタイプおよ び年齢の恒星周囲の系外黄道光を探査することを通して、原始惑星系円盤から系外惑星形成に至る進化過程を 観測的に追跡できる。例えばTMTコロナグラフ装置 SEIT(Second Earth Imager for TMT)では、0".01 で 8 桁のコントラスト(Y, J, H バンド)を目標としており、その性能から、100 pc 以内の恒星について太陽系レベ ルの黄道光の検出可能性がある。また、太陽系内では観測不可能なオールト雲ダストによる黄道光を、近傍の 恒星から系外黄道光(系外オールト雲)として検出できる可能性もある[4]。より詳細な観測のためには、高感 度・高分解能の遠赤外線観測として SPICA が必須である。これは、我々の太陽系内でまだ確認されていない オールト雲の存在を、系外天体の観測から実証することになり、太陽系に残された最後のピースを埋める観測 として、2020 年代の観測的天文学に求められる課題である。

3.12.5 まとめ

本章で述べたテーマを進める上で必要な観測装置および望遠鏡について表 3.14 にまとめる。

太陽系の起源と進化 (§3.12.2)						
望遠鏡形態	口径	観測モード	波長範囲	波長分解能	視野	空間分解能
地上専用 + 分光器	\sim 6–8m	分光	近赤外線 $(3 \ \mu m \ \ensuremath{\mathbb{R}})$	$R\sim 200300$		
スペース	\sim 1.5 m	撮像	$15~\mu\mathrm{m}$	$R\sim 4$	$\sim 30 \ \square'$	$\sim 0^{\prime\prime}_{\cdot} 5$
地上	$\sim 8~{\rm m}$	AO+多天体分光	$12.5~\mu\mathrm{m}$	$R\sim 1000$	$\sim 10 \ \square'$	$\sim 0^{\prime\prime}_{\cdot}2$
地上	\sim 30 m	AO + 分光	$12.5~\mu\mathrm{m}$	$R\sim 1000$	$\sim 0.5 \ \square'$	$\sim 0^{\prime\prime}_{\cdot} 1$
地上	$830~\mathrm{m}$	分光、ToO	可視・近赤外線	低・中分散		
スペース		分光	5–70 $\mu{ m m}$	低・中分散		
生命の起源と普遍性の探求 (§3.12.3)						
			L		N+ m	

表 3.14: 必要とする望遠鏡、装置

	生命の起源と普遍性の探求 (§3.12.3)	
テーマ	必要な観測、データ	将来装置
含水鉱物・水・有機物の探査(小惑星)	可視・近赤外低分散分光	地上望遠鏡 (≥8m)、または赤 外宇宙望遠鏡
微量有機物の同定・定量(彗星)	近赤外・中間赤外高分散分光	
水循環・メタン起源の解明 (火星)	中間赤外 (5-20 µm) 超高分散分光 (R:数十万 ~100 万) による空間分布、連続モニター観 測	専有中型(1∼数m)望遠鏡
希薄大気の空間・時間変動(氷衛星)	同上	同上

太陽系天体の多様性:現在の太陽系の理解(§3.12.4)

	(0)	
テーマ	必要な観測、データ	将来装置
惑星大気循環	近赤外線 高分散分光 + 空間スキャン	南極望遠鏡、高感度赤外線望
		遠鏡
	―― 長期モニター観測 (数日	—数週間) ———
巨大ガス惑星の衛星の希薄大気	可視・近赤外線 高分散分光	中小口径望遠鏡
	可視 高空間分解能撮像	地上 8 m・補償光学
	中間赤外線 撮像	高感度赤外線望遠鏡
	長期モニター観測 (数 10) 日数年)
彗星と小惑星のはざま	可視・近赤外線 低分散分光	地上 30 m
	可視 撮像モニター観測 (数日–数週間)	地上 8 m、中小口径望遠鏡
スペースガード、資源探査	可視・近赤外線 撮像サーベイ	スペースサーベイ
	近赤外線 低分散分光	地上 30 m、高感度赤外線望遠
		鏡
惑星間塵と黄道光	近赤外線・中間赤外線 低分散分光	小口径スペース望遠鏡
	可視・赤外線 多波長撮像 or 分光	深宇宙探査機
太陽系外惑星との関連	衛星食: 可視・近赤外線 分光モニター	地上 30 m、スペース赤外線
	地球反射光: 可視 偏光観測	中小口径望遠鏡
	系外黄道光: 高空間分解能撮像	地上 30 m、スペース赤外線

3.12.6 班員構成、担当

氏名	所属	主な担当章節
関口 朋彦	北海道教育大学 旭川校 (班長)	§ 3.12
樋口 有理可	東京工業大学	$\S 3.12.2$
寺居 剛	国立天文台 ハワイ観測所	$\S 3.12.2, \S 3.12.3$
石黒 正晃	ソウル大学 物理天文学科	$\S 3.12.2, \S 3.12.3$
河北 秀世	京都産業大学 理学部	$\S 3.12.2, \S 3.12.3$
古荘 玲子	都留文科大学 初等教育学科/国立天文台	$\S 3.12.2, \S 3.12.3$
臼井 文彦	東京大学 大学院理学系研究科	$\S 3.12.2, \S 3.12.4$
吉田 二美	国立天文台	$\S 3.12.2, \S 3.12.4$
大坪 貴文	東京大学 大学院総合文化研究科	$\S 3.12.2, \S 3.12.4$
高橋 隼	兵庫県立大学 天文科学センター	$\S 3.12.3, \S 3.12.4$
坂野井 健	東北大学 大学院理学研究科	$\S 3.12.3, \S 3.12.4$
大月 祥子	専修大学	$\S 3.12.3, \S 3.12.4$
浦川 聖太郎	日本スペースガード協会	§ 3.12.4
津村 耕司	東北大学 学際科学フロンティア研究所 / 理学研究科	§ 3.12.4

参考文献

- [1] 長谷川直, 2014, 遊星人, 23, in press
- [2] A'Hearn, M. F., Belton, M. J. S., Delamere, W. A., et al. 2005, Science, 310, 258
- [3] A'Hearn, M. F., Belton, M. J. S., Delamere, W. A., et al. 2011, Science, 332, 1396
- [4] Arimatsu, K., et al. in prep.
- [5] Barucci, M. A., Alvarez-Candal, A., Merlin, F., et al. 2011, Icarus, 214, 297
- [6] Beck, P., Quirico, E., Montes-Hernandez, G., et al., 2010, Geochimica et Cosmochimica Acta, 74, 4881
- [7] Binzel, R. P., Bus, S. J., Burbine, T. H., & Sunshine, J. M. 1996, Science, 273, 946
- [8] Binzel, R. P., Morbidelli, A., Merouane, S., et al. 2010, Nature, 463, 331
- [9] Binzel, R. P., Rivkin, A. S., Stuart, J. S., et al. 2004, Icarus, 170, 259
- [10] Brown, M. E., Schaller, E. L., & Fraser, W. C. 2011, ApJL, 739, LL60
- [11] Brown, M. E., Schaller, E. L., & Fraser, W. C. 2012, AJ, 143, 146
- [12] Brownlee, D. E., Horz, F., Newburn, R. L., et al. 2004, Science, 304, 1764
- [13] Campins, H., Hargrove, K., Pinilla-Alonso, N., et al. 2010, Nature, 464, 1320
- [14] Clark, B. E., Hapke, B., Pieters, C., & Britt, D. 2002, Asteroids III, 585
- [15] Clarke, J. T., Nichols, J., Gérard, J.-C., et al. 2009, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 114, 5210
- [16] Cook, J. C., Desch, S. J., Roush, T. L., Trujillo, C. A., & Geballe, T. R. 2007, ApJ, 663, 1406
- [17] de León, J., Pinilla-Alonso, N., Campins, H., Licandro, J., & Marzo, G. A. 2012, Icarus, 218, 196
- [18] Dermott, S. F., Nicholson, P. D., Burns, J. A., & Houck, J. R. 1984, Nature, 312, 505
- [19] Elsila, J. E., Glavin, D. P., & Dworkin, J. P. 2009, Meteoritics and Planetary Science, 44, 1323
- [20] Engel, M. H., & Macko, S. A. 1997, Nature, 389, 265
- [21] Fanale, F. P., & Salvail, J. R., 1984, Icarus, 60, 476
- [22] Fels, S. B., & Lindzen, R. S. 1974, Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics, 6, 149
- [23] Filacchione, G., Capaccioni, F., Ciarniello, M., et al. 2012, Icarus, 220, 1064
- [24] Flasar, F. M., Samuelson, R. E., & Conrath, B. J. 1981, Nature, 292, 693
- [25] Flasar, F. M., Achterberg, R. K., Conrath, B. J., et al. 2005, Science, 308, 975
- [26] Formisano, V., et al., 2004, Science, 306, 1758,
- [27] Fraser, W. C., & Brown, M. E. 2012, ApJ, 749, 33

- [28] Gierasch, P. J. 1975, Journal of Atmospheric Sciences, 32, 1038
- [29] Grun, E., Zook, H. A., Baguhl, M., et al. 1993, Nature, 362, 428
- [30] Hamdani, S., Arnold, L., Foellmi, C., et al. 2006, A&A, 460, 617
- [31] Hanner, M. S., Weinberg, J. L., DeShields, II, L. M., Green, B. A., & Toller, G. N. 1974, Journal of Geophysical Research, 79, 3671
- [32] Harris, A. 2013, The Population of Near-Earth Asteroids and Current Survey Completion, http://targetneo.jhuapl.edu/pdfs/2013_Presentations/session2/Session2_Harris_Background.pdf
- [33] Hiroi, T., Zolensky, M. E., Pieters, C. M., & Lipschutz, M. E. 1996, Meteoritics and Planetary Science, 31, 321
- [34] Hiroi, T., Abe, M., Kitazato, K., et al. 2006, Nature, 443, 56
- [35] Hosouchi, M., Kouyama, T., Iwagami, N., Ohtsuki, S., & Takagi, M. 2012, Icarus, 220, 552
- [36] Hsieh, H. H., & Jewitt, D., 2006, Science, 312, 561
- [37] Hsieh, H. H., Denneau, L., Wainscoat, R. J., et al. 2015, Icarus, 248, 289
- [38] Ichimura, A. S., Zent, A. P., Quinn, R. C., Sanchez, M. R., & Taylor, L. A., 2012, Earth and Planetary Science Letters, 345, 90
- [39] Ishiguro, M., Hanayama, H., Hasegawa, S., et al. 2011a, ApJL, 740, L11
- [40] Ishiguro, M., Hanayama, H., Hasegawa, S., et al. 2011b, ApJL, 741, L24
- [41] Ishiguro, M., Hiroi, T., Tholen, D. J., et al. 2007, Meteoritics and Planetary Science, 42, 1791
- [42] Ishiguro, M., & Ueno, M. 2009, in Small Bodies in Planetary Systems Lecture Notes in Physics, ed. Mann, I., et al. (Springer, Heidelberg), 758, 231
- [43] Ishiguro, M., Watanabe, J.-i., Sarugaku, Y., et al. 2010, ApJ, 714, 1324
- [44] Ishiguro, M., Yang, H., Usui, F., et al. 2013, ApJ, 767, 75
- [45] Iwagami, N., Yamaji, T., Ohtsuki, S., & Hashimoto, G. L. 2010, Icarus, 207, 558
- [46] Jewitt, D., Weaver, H., Agarwal, J., Mutchler, M., & Drahus, M. 2010, Nature, 467, 817
- [47] Kawakita, H., Dello Russo, N., Vervack, Jr., R., et al. 2014, ApJ, 788, 110
- [48] Kita, H., Misawa, H., Tsuchiya, F., Tao, C., & Morioka, A. 2013, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 118, 6106
- [49] Kodama, K., et al., 2013, Geophys. Res. Lett., 40, 4177
- [50] Krasnopolsky, V. A., et al., 2004, Icarus, 172, 537
- [51] Kurokawa, H., et al., 2014, Earth and Planetary Science Letters, 394, 179
- [52] Leinert, C., Richter, I., Pitz, E., & Planck, B. 1981, A&A, 103, 177
- [53] Mainzer, A., Grav, T., Bauer, J., et al. 2011, ApJ, 743, 156
- [54] Mann, I., Köhler, M., Kimura, H., Cechowski, A., & Minato, T. 2006, Astronomy and Astrophysics Review, 13, 159
- [55] Matsuda, Y. 1980, Meteorological Society of Japan Journal, 58, 443
- [56] Matsumoto, T., Kawada, M., Murakami, H., et al. 1996, PASJ, 48, L47
- [57] Matsuura, S., Yano, H., Yonetoku, D., et al. 2013, Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japan, ists29, 2013-r-09
- [58] Mendillo, M., Wilson, J., Spencer, J., & Stansberry, J. 2004, Icarus, 170, 430
- [59] Mumma, M. J., et al., 2009, Science, 323, 1041
- [60] Mumma, M. J., & Charnley, S. B. 2011, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 49, 471
- [61] Nesvorný, D., Bottke, W. F., Jr., Dones, L., & Levison, H. F. 2002, Nature, 417, 720
- [62] Nesvorný, D., Bottke, W. F., Levison, H. F., & Dones, L. 2003, ApJ, 591, 486
- [63] Nesvorný, D., Bottke, W. F., Vokrouhlický, D., Chapman, C. R., & Rafkin, S. 2010, Icarus, 209, 510
- [64] Nesvorný, D., Jedicke, R., Whiteley, R. J., & Ivezić, Z. 2005, Icarus, 173, 132
- [65] Nesvorný, D., Jenniskens, P., Levison, H. F., et al. 2010, ApJ, 713, 816

- [66] Norwood, J., Hammel, H., Milam, S., et al., 2014, arXiv1403.6845N
- [67] Ootsubo, T., Onaka, T., Yamamura, I., et al. 1998, Earth, Planets, and Space, 50, 507
- [68] Ootsubo, T., Ueno, M., Ishiguro, M., et al. 2009, in ASP Conf. Ser., 418, AKARI, a Light to Illuminate the Misty Universe, ed. Onaka, T., et al. (San Francisco, CA: ASP), 395
- [69] Pallé, E., Zapatero Osorio, M. R., Barrena, R., et al. 2009, Nature, 459, 814
- [70] Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2014, A&A, 571, A14
- [71] Polishook, D., Moskovitz, N., Binzel, R. P., et al. 2014, Icarus, 233, 9
- [72] Pollack, J. B., Dalton, J. B., Grinspoon, D., et al. 1993, Icarus, 103, 1
- [73] Reach, W. T., Morris, P., Boulanger, F., & Okumura, K. 2003, Icarus, 164, 384
- [74] Rivkin, A. S., & Emery, J. P. 2010, Nature, 464, 1322
- [75] Rivkin, A. S., Howell, E. S., Vilas, F., & Lebofsky, L. A. 2002, Asteroids III, 235
- [76] Sasaki, S., Nakamura, K., Hamabe, Y., Kurahashi, E., & Hiroi, T. 2001, Nature, 410, 555
- [77] Sittler, E. C., et al., 2013, Planetary and Space Science, 88, 26
- [78] Soderblom, L. A., Becker, T. L., Bennett, G., et al. 2002, Science, 296, 1087
- [79] Spahr, T. 2013, NEO Threat Detection and Warning: Plans for an International Asteroid Warning Network, http://www.unoosa.org/pdf/pres/stsc2013/2013neo-02E.pdf
- [80] Stallard, T. S., Miller, S., Cowley, S. W. H., & Bunce, E. J. 2003, Geophysical Research Letters, 30, 1221
- [81] Sterzik, M. F., Bagnulo, S., & Palle, E. 2012, Nature, 483, 64
- [82] Stokes, G. H., Evans, J. B., & Larson, S. M. 2002, in Asteroids III, ed. Bottke, W. F., et al. (Tucson: University of Arizona Press), 45
- [83] Takir, D., & Emery, J. P., 2012, Icarus, 219, 641
- [84] Tsiganis, K., Gomes, R., Morbidelli, A., & Levison, H. F. 2005, Nature, 435, 459
- [85] Tsumura, K., Battle, J., Bock, J., et al. 2010, ApJ, 719, 394
- [86] Tsumura, K., Arimatsu, K., Egami, E., et al. 2014, ApJ, 789, 122
- [87] Usui, F., et al., in prep.
- [88] Vidal-Madjar, A., Arnold, L., Ehrenreich, D., et al. 2010, A&A, 523, A57
- [89] Vokrouhlický, D., & Nesvorný, D. 2008, AJ, 136, 280
- [90] Wahlund, J.-E., André, M., Eriksson, A. I. E., et al. 2009, Planetary and Space Science, 57, 1795
- [91] Walsh, K. J., Morbidelli, A., Raymond, S. N., O'Brien, D. P., & Mandell, A. M. 2012, Meteoritics and Planetary Science, 47, 1941
- [92] Watanabe, J.-I., Honda, M., Ishiguro, M., et al. 2009, PASJ, 61, 679
- [93] Webster et al., 2013, Science, 341, 260
- [94] Witze, 2014, Nature, doi:10.1038/nature.2014.14985
- [95] Yoneda et al., 2010, Geophys. Res. Lett., 27,311202-11026
- [96] Yoneda, M., Miyata, T., Tsang, C. C. C., et al. 2014, Icarus, 236, 153
- [97] Yoshioka, K., Murakami, G., Yamazaki, A., et al. 2014, Science, 345, 1581
- [98] Zurek R., & A. Chicarro, 2009, Workshop on Methane on Mars: Current Observations, Interpretation and Future Plans