



大型サブミリ波望遠鏡LST計画

科学白書2023

編集 LST計画推進グループ



この科学白書は [クリエイティブ・コモンズ 表示 - 非営利 - 継承 4.0 国際 ライセンス](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/)の下に提供されています。

大型サブミリ波望遠鏡計画推進グループ

<https://www.lstobservatory.org>

表紙画像

LSTの建設を検討しているChajnantor高原の遠景

2016年2月8日撮影：谷口 暁星

序

本白書の狙い

LST(Large Submillimeter Telescope) は、2030 年代中葉の完成を目指して、国際連携のもと計画が進められている次世代大型ミリ波・サブミリ波地上望遠鏡である。基調となっている計画案では、分割鏡からなる主鏡の口径は 50 m で、ミリ波サブミリ波の観測を可能ならしめる望遠鏡をアタカマ高地に建設する。LST 計画は、サブミリ波における大口径望遠鏡だけでなく、他の追従を許さない探索範囲の広さと検出した電磁波に対する解析能力の充実が大きな特徴である。現代の天文学研究は、多数の天体を系統的に観測し、そのなかから興味深い自然現象を見出し、それに対する詳細研究を通じて発展してきた。最初の発見に引き続き、2 天体目、3 天体目の探査が直ちに行われ、少数の天体における詳細研究や理論シミュレーション研究が行われることが多く、完備なサンプルを用いた統計的研究を経て一般像の構築に至ることが、標準的な研究サイクルと言える。このサイクルにおいて、ALMA 望遠鏡は個々の現象に対する徹底的な探究を担うことが多い。これに対し、LST に求められる最大の役割は、ミリ波サブミリ波帯から遠赤外線域における、究極的な天体探査能力の実現である。

探査能力とは、一義的には天体を探せる天域や波長（色）方向の網羅範囲が広いことを指すことが多い。ミリ波・サブミリ波帯での観測では、従来、陽に設定されてこなかった、時間軸を探査能力の metrics として LST 計画では採用する。具体的には、天体現象を年単位から秒を切るタイムスケールで調べる能力である。これにより、(1) 宇宙史の最初期における星・銀河とブラックホールの形成・進化過程の解明、(2) 多様な環境における星団・星・太陽系を含む惑星系と星間物質の進化過程の解明、(3) ミリ波・サブミリ波帯における時間領域天文学の本格的な開拓、および(4) 分子雲コアから銀河団を超える空間スケールでの構造形成物理学の確立を狙う。空間、波長（色）、時間および偏波の圧倒的な天体探査能力がもたらす帰結として、未知の現象の発見を 5 番目に狙いとして掲げる。

現在、LST 計画は、基調となる設計を構想する段階 (Concept-Development Phase) にあり、今後 3 年程度を目標に技術選択のための開発研究や必要コストと成立性の検討に取り組み、仕様と優先順位を策定する。この結果を踏まえ、2020 年代中葉に基本設計 (Preliminary Design) の完成を目指す（第 1 章で詳述）。開発研究の指針となるのは、科学的要求である。そこで、日本の研究者（以下、コミュニティ）からの科学的要求を可能な限り広く、取りこぼしのないように集める活動を 2021 年 11 月から着手した。その集大成が「日本語版白書 2023」である。本白書の狙いは、次の 2 点に集約される。

狙い 1. LST と LST に搭載する装置に対する、コミュニティからの科学的要求を広く集めること、

狙い 2. 望遠鏡や装置の性能が他の追従を許さぬものでありながらも実現性の高いものになるように、技術研究と開発の指針を示すこと、

である。

本白書の構成・経緯と考え方

科学目標 (1), (2) および (4) を踏まえ、狙い 1 を達成するために天文学研究で通常なされる、分野別けを踏襲し、

1. 初期宇宙における銀河の形成 (銀河形成; 稲見 華恵さん・広島大学),
2. 初期宇宙における大規模構造の形成 (大規模構造; 赤松 弘規さん・SRON オランダ宇宙研究所),
3. 超巨大ブラックホールと活動銀河中心核 (AGN/BH; 梅畑 豪紀さん・名古屋大学),
4. 近傍の銀河と銀河系 (近傍銀河),
5. 銀河系における星間物質と星形成 (星形成/ISM; 富田 賢吾さん・東北大学) および
6. 太陽系内惑星大気・小天体と太陽系外惑星系 (太陽系内天体; 飯野 孝浩さん・東京大学)

の検討班を設けた (カッコ内は略称と班長の氏名および所属)。分野ごとにそれぞれ 10 名前後の研究者からなる検討班を構成した。第 2 章以降の各章が各検討班による成果に対応する。宇宙史において星形成率がほぼピークを迎えた、中間的な赤方偏移 ($z \sim 2-6$) に特化した検討班を設けるべきとの意見が初期段階 (2022 年 1 月) で多数表明された。しかし、討議を重ねた結果、赤方偏移で区切るのは不自然であることに加え、サイエンスを規定しかねないので、銀河形成班や AGN/BH 班など、密接に関わる班で扱うことにした。また、宇宙背景放射 (CMB) についても独立した班の設置を検討したが、大規模構造班で扱うこととした (以上、2022 年 3 月)。同時に分野横断的な検討班として、科学目標 (3) に対応するものとして、

7. タイムドメイン科学

の設置を視野に入れた。しかしながら、検討が進むにつれ、諸天体の時間変動のタイムスケールとその現象を特徴づけるエネルギー域は多岐に及ぶことが改めて明らかになった。このため本白書では章として独立させなかった。さらに、化学の知見にもとづく、さまざまな研究の急速な発展を踏まえ、

8. 宇宙化学 (宇宙化学; 下西 隆さん・新潟大学)

を 1.-6. の班と同時に設置した。なお、「宇宙化学」の語は、隕石学や探査機で取得した資料の解析や広く惑星大気化学を含む、惑星科学分野においてしばしば使われている。一方、天文学分野では「星間化学」が伝統的に用いられてきた。本白書では、狙い 1 を踏まえ、どちらに限定することもなく、広く化学的見地から宇宙における諸現象を理解するという意味で宇宙化学の語を用いる。

以上、設置にいたった班においては単独あるいは協働しての検討を 2022 年 2 月から本格的に開始した (巻末資料に会合記録を収録). 各章における構成は、冒頭に「この分野の現状と未解決問題の概要」を提示したのち、個々の議論、最後に「期待される成果の全体像」をまとめていただくことを編集者から班長に依頼した. 個々のテーマについて各執筆者が真っ先に向き合った問題は、

考え方 1. まずは科学的要求 (以下, サイエンス) ありきで、2030 年代に実現してほしい装置性能を考える立場、と、その対極である、

考え方 2. 与えられた装置性能の範囲で、2030 年代に挑戦したいサイエンスを考える立場、のどちらを取るかであった (2022 年 3 月ころ). サイエンスと技術開発研究のフィードバックという巨視的な視点からは、本白書の使命がサイエンスから技術開発研究への「要求」に対応する (狙い 2) ことは明白であった. しかしながら、広範な科学的検討を系統的に行うことは初めてであること、個々の科学研究と技術開発研究の現状 (2022 年前半時点) をつぶさに見ると一律な考え方をあてはめる合理性を見出せなかった. 結果として、二つの考え方の中間をとることが最良の選択肢であると多くの執筆者と編集者が考えるに至った. このため検討の帰結が、優先順位も付した科学的要求 (request) であったり、一般的な期待 (wish) の表明であったりと濃淡が生まれた.

二つの考え方の中間を取ると言っても、議論の出発点となる、望遠鏡と装置性能の提示は必要である. それが図 1, オンライン感度計算ツール (巻末資料 §A.1) や第 1 章の当時の草稿であった. 望遠鏡建設後に更新が可能な装置性

LSTの基本性能			焦点面装置	
	ピクセル数 または ビーム数	周波数幅	R	偏波
広帯域多色連続波カメラ (MKID)	10^6	150-350 GHzを3バンド 90-420 GHzを6バンド	10 each band*	直線偏波** ** 偏波率の校正精度 $3\sigma \lesssim 0.9\%$
超広帯域低分散分光装置 (DESHIMA)	1	$\gtrsim 100$ GHz	1000	
超広帯域低分散分光撮像装置 (DESHIMA)	300	$\gtrsim 100$ GHz	1000	
シングルビーム(coherent)受信機	1	$\gtrsim 21$ GHz#	10^7	直線, 円偏波
マルチビーム(coherent)受信機	10^3	$\gtrsim 21$ GHz#	10^6	

* 狭帯域撮像(「すばる」などでのNarrow band imaging)が可能となるが、系内分子雲の偏波撮像では、CO輝線混入除去には不十分だろう。
SIS受信機を想定した場合、現状の $f_{IF} = 3 \sim 21$ GHzからの制限(Kojima+17, 20). マルチビームでは、消費電力などの制限からシングルビームよりも狭帯域の可能性も。

図 1: 本白書の執筆にあたり、プロジェクト側から 2022 年 1 月に提示した LST に搭載する (第一世代) 装置の概要 (白書執筆説明会資料より)

能についても、— ほぼ確実に実現しうる性能から「夢」まで — 考える観測能力には幅がある。プロジェクトを進める立場からは、技術的実現性をもとに「何を第一世代装置群で必ず実現し、何を第二世代装置に託すのか？」を判断しなければいけない。第一世代装置群についても予算等の現実的制約から「何が絶対に譲れないものであり、何は削ってもよいのか？」の判断が近い将来、必要となる。その優先順位づけは、科学的要求の強さにもとづくべきである。LST 推進グループは、この問題意識を個々の研究者と共有したいと強く願っており、2022 年 2–3 月の段階で、不完全ながらも編集代表者の判断で具体的な問いを提示した。それらは、

1. 望遠鏡の主鏡口径として 50 m は適切か？例えば、70 m を目指す必要はないのか？ 30 m では不十分か？
2. 基本となる観測周波数範囲は 90 – 420 GHz であるが、これは適切であるか？例えば、70 GHz 帯や 690 GHz, 850 GHz 帯への科学的要求はどれほどありそうか？
3. 周波数 690 GHz や 850 GHz 帯において口径 50 m の主鏡を実現することは大きな技術的挑戦であり、この周波数帯においては主鏡中心部の 30 m 部分を超高精度化し、実現する道が考えられる。この選択をした場合、サイエンスへのインパクトはどのようなものが想定されるか？
4. 基本となる視野の直径は 1 度角であるが、これは適切であるか？例えば、0.5 度角ではサイエンスを大幅に制限してしまう恐れがあるか？ 1.5 度角でなければ、真に達成不可能なテーマはあるか？
5. マルチビーム・ヘテロダイン受信機のビーム数は、現時点では 100 を目指すが、これを上回るビーム数がなければ真に達成不可能なテーマはあるか？
6. マルチビーム・ヘテロダイン受信機において、同時観測可能な周波数帯域幅は 21 GHz 以上を現時点では目指すが、これよりも広帯域でなければ真に達成不可能なテーマはあるか？
7. シングルビーム・ヘテロダイン受信機との併用が想定される分光器の最高分光性能は $R \simeq 10^6$ を目指すが、これよりも高い分光性能がなければ真に達成不可能なテーマはあるか？
8. 観測周波数 420 GHz 以下が主となる想定のもと、望遠鏡の指向精度は 2.5 秒角を目指すか、周波数 690 GHz や 850 GHz 帯における科学研究からの要求に耐えうるものか？
9. 輝線強度比やスペクトル指数を求める研究において、必要とされる強度校正精度は何パーセントくらいか？
10. 突発天体の観測に即応性が求められる場合、何分間以内であろうか？突発天体の観測に求められる運用体制とはどのようなものであろうか？突発天体の観測において同時取得したいバンド数はいくつであり、偏波観測の必要性はどれほどであろうか？、など

である。また、「本白書の狙い」で述べたように「未知の現象の発見」も期待される。このためには、

11. 偶然の発見 (serendipitous discovery) をもたらしうる “余裕”(やっておいてよかった) をどこまで持たせた
いか？

も考えていただいた。

以上を検討していただくにあたり、多数の執筆者から、第一線で稼働中の装置や 2020 年代前半に稼働が見込まれる装置、さらには 2020 年代後半以降の実現が計画されている望遠鏡や装置群の基本的性能をまとめてほしいとの要望が 2022 年 2 月ころから多数表明された。残念ながら、編集者はこの要望に応えることはできなかった。該当する装置のステータス・レポートや計画書から諸元を抜き書きすれば良さそうではあるが、抜き書きには作業者の判断が必要となる。ここに困難があった。ある比較において、何れかの性能が優ると言い切れる場合においてさえも、研究テーマによっては (性能の優劣を考慮したとしても) 性能の劣る装置によるデータも両方必要とされる研究が散見される。結局、「どの軸で比較するか」を説明するためには、科学的背景、研究の現状と科学的目標を述べてから、比較対象にいれる装置を選択し、「性能のまとめ」を作表する流れとなる。別の視点からは、過去から現在までの「性能のまとめ」の延長線上に将来装置に望まれるスペックがある、と言える。したがって、「科学的問いの設定を含めた、一連の議論が白書そのものとなる」と編集代表者は考え、回答した。要望をお寄せいただいた執筆者には、このように説明したが、これが適切であったかは評価がわかれた。

各班での検討が進み、班をまたぐテーマの議論や取りこぼしがないかを確認するために 2022 年 3 月 31 日に全班合同オンライン会合をもった。そこでは、以下の点についても意見交換がなされた。“誰もが考えるテーマであり、オリジナリティはないのだが、その分野で必ず取り組むべきやるべき課題”についても記述することが確認された。これらは各章の「この分野の現状と未解決問題の概要」および「期待される成果の全体像」で主に述べられている。複数の執筆者で内容的に重なる部分については、執筆まえには班長が若干調整したが、入稿後に重なりを積極的に解消しなかった。この判断は、個々の原稿が“読み切り”になっているほうが、利便性が高いだけでなく、問題設定の違いを尊重したためである。また、「本当によいアイデアは白書には書かず、論文に書きたい」との意見もあり、判断は執筆者に一任した。「競合しそうな他計画について、どこまで述べるべきか」についても意見交換を行い、(i) LST でなければ達成できないテーマと (ii) 他計画とのシナジーがもたらすであろう発展にできるだけわけて記述することで合意した。

検討班ごとにばらつきがあったが、初稿が揃ったのが 2022 年初夏であった。さっそく班内での相互レビューと編集者によるレビューを同時に行い、改訂していただいた。班内での相互レビューは、班長による通読後、原稿ごとに担当者を決めて行った班が多い。改訂作業は概ね 2 ヶ月以内に行われたが、班ごとに進捗が異なるため、全体としては 2022 年下半年にわたった。班ごとの内部レビューが終わった原稿から、各章ごとに 1 名あるいは 2 名の外部の研究者によるご意見をいただいた (2022 年 10 月から 2023 年 3 月)。以上、どのレビュー・プロセスにおいても執筆者と意見者の顔が互いに見えていることもあり、概して大らかになされた。すべての原稿を編集者が拝受したのは、

2023 年 4 月であった。2023 年 6 月半ばには内容面からは、白書を刊行できる状態となったが、図版の著作権処理に想定以上の時間を要してしまった。2023 年 7 月 21 日および 22 日に LST 推進グループは、白書で論じていただいた科学的要求を性能要求に読み替える集中作業を国立天文台・三鷹にて行った。これは執筆者の皆さんからいただいた内容を推進グループメンバーが深く理解し、目指すべき技術目標を明確にし、開発研究の優先度の検討を本格的に始める第一歩となった。このときなされた議論の副産物がフェルミバブルなど、銀河(系)中心の活動性が駆動する物質とエネルギー循環研究において、LST が果たせるであろう役割だった。そこで急遽、編集代表者が第 5.6 節を追加したわけだが、更なる刊行の遅れを招いてしまった。当初計画よりも 1 年を上まわる遅れについては、執筆者の皆さんにただただお詫びするしかない。

謝辞

私たち編集者は、LST 推進グループを代表して本白書の完成に惜しめない協力をくださった、すべての研究者に心からのお礼を申しあげたい。とりわけ、1 年半近くにわたって各分野の検討を牽引してくださった班長の稲見 華恵さん、赤松 弘規さん、梅畑 豪紀さん、富田 賢吾さん、飯野 孝浩さんおよび下西 隆さんに深謝したい。班長の皆さんは、各班の牽引役にとどまることなく、班相互の議論を活発に行い、建設的で忌憚のない提言を編集者にお寄せくださった。それぞれの執筆者におかれては、貴重な研究時間を LST のために費やしてくださった。外部意見者の皆様は、原稿を読みやすいものにするために、わずか 1 ヶ月程度の期間で具体的な指摘を多数くださった。また、近傍銀河研究における LST の役割についてご教示くださった方々の皆さま、どうもありがとうございました。改めてすべての皆様に「どうもありがとうございます」を伝えたい。この白書の提言を活かし、LST の建設に向けた覚悟をあらたにしたところである。

2023 年 10 月 20 日

古屋 玲^{ID} (編集者代表・徳島大学), 竹腰 達哉^{ID} (北見工業大学),
田村 陽一^{ID} (名古屋大学), 川邊 良平^{ID} (国立天文台),
河野 孝太郎^{ID} (LST 計画代表; 東京大学)

正誤訂正の履歴

訂正日	訂正箇所	(誤)	(正)
2024 年 4 月 7 日	p.222, 脚注を付した段落	当該段落の二重掲載	当該箇所を削除

目次

第1章 LST プロジェクトの全体像	1
1.1 LST 計画概要	1
1.1.1 科学目標	1
1.1.2 学術的意義	2
1.1.3 我が国の先見性・独自性・創造性	4
1.1.4 国内外の研究動向と当該構想の位置付け	5
1.1.5 国際協力・国際共同	6
1.1.6 これまでの準備状況	7
1.1.7 設置サイト	7
1.1.8 所要経費	8
1.1.9 年次計画	8
1.1.10 実施機関と実行体制	8
1.1.11 共同利用体制	9
1.1.12 期待される性能概要	9
1.2 技術的挑戦の概要	11
1.3 望遠鏡	13
1.3.1 運用条件と要求性能	13
1.3.2 コンセプト	16
1.3.3 これまでの取り組みと今後の技術開発	19
1.4 焦点面装置	26
1.4.1 装置構成	26
1.4.2 運用形態と焦点面の最適化	29
1.4.3 共通技術	29
1.4.4 直接検出器	30
1.4.5 広視野多色カメラ	33

1.4.6	超広帯域面分光器	33
1.4.7	偏波計	34
1.4.8	キャリブレーション	35
1.4.9	ヘテロダイン受信機：超高分散分光器	35
1.5	データ処理	40
1.5.1	データフローと品質保証	40
1.5.2	データ形式	41
1.5.3	データサイズ	42
1.5.4	データ解析	43
1.5.5	データアーカイブ	45
1.6	科学運用プラン	46
1.6.1	コンセプト	46
1.6.2	立ち上げフェーズ	46
1.6.3	運用フェーズ	47
1.6.4	観測プログラム	47
1.6.5	観測提案からデータ配布まで	49
1.7	沿革と国際協力	51
1.7.1	LST 構想の立案から現在までの経緯	51
1.7.2	世界的な動向	52
1.7.3	AtLAST 計画との連携について	52
1.7.4	台湾との連携について	53
1.8	執筆者一覧	54
第 2 章	初期宇宙における銀河の形成	55
2.1	この分野の現状と未解決問題の概要	55
2.1.1	暗黒宇宙の夜明けと初代銀河の形成	57
2.1.2	初期宇宙での環境効果	73
2.1.3	初期宇宙での銀河の性質	77
2.2	期待される成果の全体像	95
2.3	謝辞	98

第 3 章 宇宙の大規模構造と観測的宇宙論	99
3.1 この分野の現状と未解決問題の概要	99
3.1.1 大規模構造観測における現状と課題	99
3.1.2 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果	104
3.1.3 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測の現状とその課題	110
3.2 LST によるスニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測で切り開く銀河団サイエンス	119
3.2.1 高角度分解能を用いた銀河団ガスの研究	119
3.2.2 運動学的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果を用いた銀河団プラズマ運動学	120
3.2.3 相対論的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果を用いた銀河団の温度推定	121
3.2.4 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果の偏光観測で迫る宇宙物理	121
3.2.5 多波長観測とのシナジー	124
3.3 LST によるサーベイを通じたサイエンスケース	126
3.3.1 熱的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果による質量関数構築	126
3.3.2 高解像度熱的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果パワースペクトル	127
3.3.3 多波長観測とのシナジー	129
3.4 LST による CMB 観測で期待されるサイエンスケース	131
3.4.1 Cosmic Microwave Background (CMB)	131
3.4.2 CMB 観測の現状と課題	131
3.4.3 LST によるサーベイを通じた CMB サイエンスケース	133
3.4.4 より大規模なサーベイで可能な CMB サイエンスケース	134
3.5 観測装置への要求	136
3.6 執筆者一覧	140
3.7 謝辞	141
第 4 章 超巨大ブラックホールと活動銀河中心核	143
4.1 この分野の現状と未解決問題の概要	143
4.2 超巨大ブラックホールと銀河の共進化	145
4.2.1 宇宙再電離期におけるクエーサー前駆体の探査	145
4.2.2 銀河形成期における AGN 母銀河のダスト	151
4.2.3 銀河 BH 共進化と環境依存性	153
4.2.4 平均的なスピンパラメータの制限	156

4.3	近傍・局所宇宙におけるブラックホール	158
4.3.1	AGN で見られるミリ波超過成分	158
4.3.2	時間変動から探るダストに埋もれた近傍 AGN の探査	159
4.3.3	Changing-look AGN に同期したミリ波放射	160
4.3.4	シンクロトロン自己吸収をもちいたブレーザー放射領域と磁場の決定	161
4.3.5	X 線連星を用いたジェット構造・ガス降着-ジェット噴出の関係性の理解	162
4.3.6	LST を用いたミリ波・サブミリ波 VLBI 観測による近傍ブラックホール探査	165
4.3.7	分子雲に着目した中間質量ブラックホールの探査	168
4.3.8	浮遊巨大ブラックホール	172
4.4	期待される成果の全体像	173
第 5 章	銀河系における星間物質と星形成	175
5.1	この分野の現状と未解決問題の概要	175
5.2	分子雲	178
5.2.1	銀河系内の分子雲の分布と性質	178
5.2.2	分子雲の全体的性質 (100-10pc スケール)	183
5.2.3	分子雲の形成と進化	188
5.2.4	分子雲中の高密度構造形成	192
5.2.5	分子雲中の高密度構造の性質	195
5.2.6	分子雲の破壊 (星形成フィードバック)	209
5.2.7	星団形成	211
5.2.8	分子雲衝突	213
5.2.9	異なる環境の分子雲 1. 銀河系中心	215
5.2.10	異なる環境の分子雲 2. 高銀緯分子雲	216
5.2.11	異なる環境の分子雲 3. 大小マゼラン雲	218
5.3	分子雲コアから原始星・原始惑星系円盤へ	220
5.3.1	分子雲コアの構造と進化	220
5.3.2	分子雲コアの質量関数と星の初期質量関数	224
5.3.3	エンベロープから原始惑星系円盤へ	226
5.3.4	星・円盤形成とダスト進化	228
5.3.5	大質量星形成	230

5.4	星の進化の最終段階と星間物質	233
5.4.1	赤色超巨星の周囲の物質	233
5.4.2	超新星爆発におけるダストの形成と破壊	235
5.4.3	超新星爆発と星間物質の相互作用	237
5.5	高エネルギー現象と星間物質	242
5.5.1	超新星残骸における宇宙線加速	242
5.5.2	星形成過程と高エネルギー現象	246
5.6	「銀河 (系) 中心が駆動する物質・エネルギー循環論」へ	248
5.6.1	物質循環仮説と LST の役割	248
5.6.2	提案する研究の全体像：CMZ に着目する理由	249
5.6.3	CMZ におけるガス質量の出入りの式 (5.1) の各項	251
5.6.4	「銀河の中心が駆動する物質・エネルギー循環論」構築の意義と LST に求められる性能	256
5.7	まとめ：銀河系における星形成パラダイムの統合 - 期待される成果の全体像	257
5.8	謝辞	258
第 6 章	太陽系	259
6.1	この分野の現状と未解決問題の概要	259
6.1.1	太陽系内天体の観測的研究の現状	259
6.1.2	ALMA と LST：測器パラメータの違い	260
6.2	惑星の大気・表層環境	261
6.2.1	惑星大気研究におけるミリ波・サブミリ波観測の意義	261
6.2.2	金星大気における長期時間変動	263
6.2.3	惑星大気における突発現象	266
6.2.4	超広帯域分光器による巨大惑星大気の上部対流圏の観測	267
6.2.5	大口径単一鏡の必要性	268
6.3	彗星の高頻度・高感度分光観測による原始太陽系環境の解明	269
6.3.1	LST の高空間分解能観測がもたらす、高精度・高効率分光観測	269
6.3.2	ラインサーベイ観測による微量分子組成比の導出	269
6.3.3	高空間分解能を活かしたコマ内化学反応プロセスの解明と、光赤外観測とのシナジー	270
6.3.4	彗星同位体比導出による原始太陽系環境の解明	270
6.3.5	彗星のタイムドメイン観測の重要性	271

第 7 章 星間化学	273
7.1 この分野の現状と LST への期待	273
7.2 個別サイエンスケースの詳細	276
7.2.1 分子雲におけるミッシングエレメントの探査	276
7.2.2 小質量原始星エンベロープの化学的多様性と時間変動	279
7.2.3 星形成領域におけるマイナー分子種の高感度観測	281
7.2.4 大質量星形成領域の化学的多様性	284
7.2.5 赤外線暗黒星雲 (IRDC) の分光モニタリング	285
7.2.6 銀河系内分子雲の広域・多輝線マッピング	286
7.2.7 銀河系内の同位体組成分布	289
7.2.8 銀河系外縁部の分子雲探査	291
7.2.9 銀河系外縁部の星間化学	292
7.2.10 マゼラン雲の星形成領域の星間化学	294
7.2.11 CO 同位体置換種を用いた銀河における星の初期質量関数の推定	296
7.2.12 星間化学の近傍銀河における分子雲の進化および星形成の研究への応用	299
7.3 期待される成果の全体像	301
付 録 A	303
A.1 超高分散分光器（ヘテロダイン受信機）の感度計算ツール	303
A.2 マッピング観測のシミュレーション	303
A.2.1 擬似観測について	304
A.2.2 結果	307
A.2.3 擬似観測に基づく, LST に要求する仕様	308
A.2.4 このシミュレーションの課題	308
付 録 B	311
B.1 略語集	311

第1章 LSTプロジェクトの全体像

1.1 LST計画概要

アルマ・JWST・TMTをはじめとする大型天文観測施設が稼働する時代に、サブミリ波帯において、それらと相補的で新しいディスカバリー・スペースを切り拓く多次元（空間・宇宙論的奥行き・周波数・時間軸・偏波）掃天観測を推進する。これにより、宇宙再電離期におけるダストに隠された形成途上の大質量銀河や大質量ブラックホールを網羅的に探索・発見し、その統計的な性質を初めて明らかにしたり、多数の銀河団において多周波数での高分解能かつ広がった放射まで捉えた高品位イメージングを行い、スニヤエフ・ゼルドビッチ効果の精密測定に基づき構造形成および観測的宇宙論に新たなブレークスルーをもたらすことなどを目指す。近傍宇宙は個々の現象を切り分けて研究しやすい反面、どの探査軸においても研究範囲の広さが求められる。LSTによる近傍宇宙・多次元掃天では、分子雲を中心とする構造形成研究と星の生死が駆動する物質進化研究の範囲を、無バイアスに近い完全性を有するまでに拡張し、宇宙史の文脈における銀河系と太陽系の位置付けを明確にする。これにより、私たちの起源に真に迫る。以上を達成するため、ミリ波・サブミリ波帯において広い視野（0.5度角以上）を持つ、大口径（口径50m級）高精度単一望遠鏡LSTを建設する。超伝導技術を駆使した広視野・広帯域観測装置を開発・搭載し、一挙に広い天域を観測できる超広域撮像能力（アルマと比較して1万倍以上）、また一挙に幅広い周波数範囲を分光できる超広帯域分光能力（アルマと比較して10倍以上）を実現する。高精度アンテナや超伝導検出器等の開発と、得られる膨大なデータの解析手法の開発は、工学・数理科学など分野連携・分野融合で行われる。こうした融合研究により、例えば超伝導検出器をはじめとする超伝導量子技術の量子コンピューターへの応用など、幅広い波及効果が期待される。

1.1.1 科学目標

LSTが目指す科学目標は、以下の4点にまとめられる。

1. 宇宙史の最初期における星・銀河とブラックホールの形成・進化過程の解明。
2. 多様な環境における星団・星・太陽系を含む惑星系と星間物質の進化過程の解明。
3. ミリ波・サブミリ波帯における時間領域天文学の本格的な開拓。

4. 分子雲コアから銀河団を超える空間スケールでの構造形成物理学の確立.

これらの科学目標は、いずれも LST により実現される強力な掃天観測能力が、その達成において本質的な役割を果たす。その一例を図 1.1 に示す。次章以降にある、これらについての詳しい検討結果が、本白書の根幹である。

1.1.2 学術的意義

ミリ波・サブミリ波帯は、豊富な分子・原子スペクトル線、ダスト（固体微粒子）からの熱放射、またプラズマを捉えるスニヤエフ・ゼルドビッチ効果など、多様な「相」にある星間物質を捉えるユニークな特徴を有する。アルマは、この波長帯において、かつてない高い感度・高い解像力・高い撮像能力を有し、惑星系形成の現場から宇宙初期に存在する形成途上の若い銀河まで、多様な天体の形成過程を観測し、多くの成果を挙げ続けている。その一方で、アルマは広大な宇宙の中で未知の天体を探し出す探索能力は限られている状況にある。

こうした背景のもと、LST 計画は、ミリ波サブミリ波帯において、天体探索能力を飛躍的に高め、アルマと相補的なディスカバリー・スペースを切り拓く。特に、空間的広さ・宇宙論的奥行き・周波数・時間軸・偏光という多次元

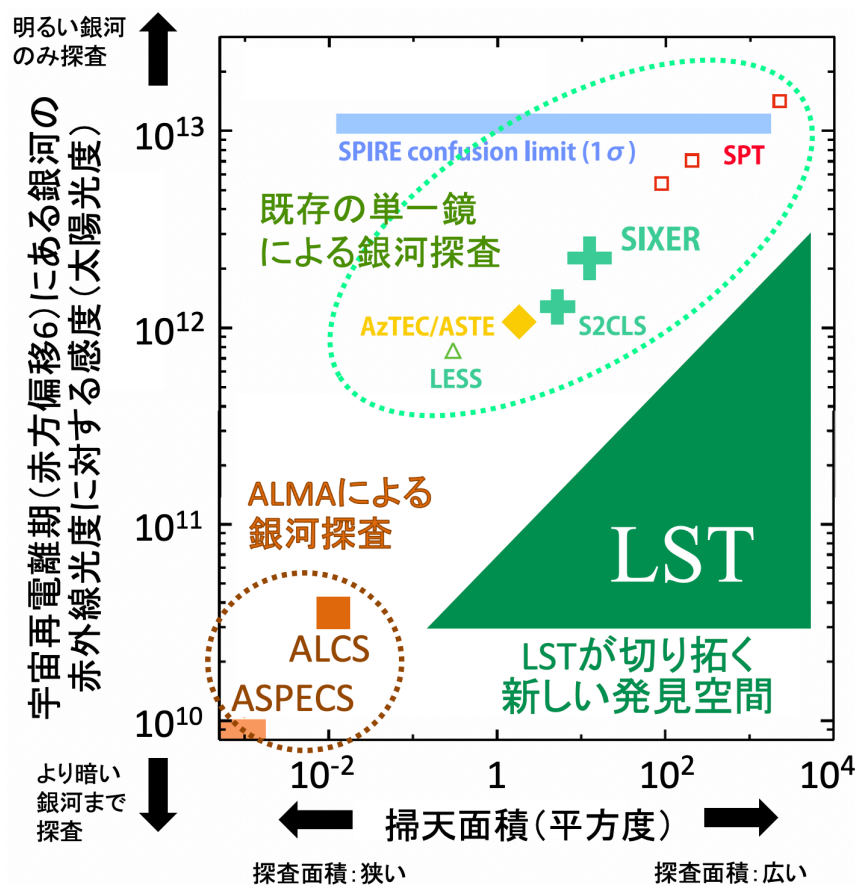


図 1.1: 科学目標における LST の位置づけの例。大質量銀河の形成・進化過程の全貌を明らかにする上で、宇宙再電離期における多量のダストに覆われた爆発的星生成銀河を無バイアスに探索することが不可欠であり、高い集光力と掃天能力を兼ね備えた LST が、必要なパラメーター・スペースでの観測を初めて実現できる。

的な掃天観測を本格的に開拓し、サブミリ波帯における多次元掃天天文学を創出する。

近年アルマを使った酸素イオン輝線の観測、そして宇宙赤外線望遠鏡 JWST の登場により、宇宙開闢後わずか 3 億年弱（赤方偏移が約 15~17）の時代に、「最初期の星生成銀河」がすでに誕生していたことが明らかになってきた。こうした時代における若い銀河の網羅的探査とその生成進化過程の解明が今後の天文学の最重要課題の一つになっている。ミリ波サブミリ波帯での広域かつ高感度な分光撮像探査は、希少な最初期の星生成銀河を見出す有力な手段であることが理論的に予測されつつある。LST 計画は、酸素イオン輝線やガンマ線バースト逆行衝撃波をプローブとしたユニークな手段により、JWST 宇宙望遠鏡などとは異なる切り口で、このフロンティアに切り込むという意義がある。こうした未開拓の初期宇宙における多数の銀河の個別検出により、諸物理量に加え、構造形成の指標となる光度関数やクラスタリング（相関関数）等の銀河統計量を明らかにできれば、銀河形成分野で極めて大きなインパクトを持つブレークスルーとなる。

この波長帯に特有のスニヤエフ・ゼルドビッチ（SZ）効果は、宇宙の構造形成に伴うガス加熱・冷却過程のユニークな研究手段、特に高赤方偏移宇宙に強い手段である。本構想により精密な SZ 観測が実現されれば、従来観測されてきた熱的 SZ 効果に加え、超高温成分による相対論的なスペクトルの歪みの検出、さらに微弱な力学的 SZ 効果の本格的な観測も可能となる。これは、構造形成や銀河団の進化の研究のブレークスルーになるばかりでなく、銀河団を用いた観測的宇宙論へのインパクトも期待される。

宇宙における構造形成プロセスは自己重力が主役であるが、構造形成を妨げる力の役割をさまざまな空間スケールにおいて理解することが本質的に重要である。その代表とも言えるのが、磁場と乱流による力である。磁力線は無限に連続するものであり、乱流は大きなスケールから小さなスケールへのエネルギー輸送現象だからである。ピアマン・バッテリー効果などで宇宙最初期に形成されたであろう、種磁場がダイナモ過程と天体現象で増幅され現在に至っている。このようにして形成・維持されている磁場の役割は二義的であるが、条件が揃えば宇宙流体の進化を律速する。例えば、星形成プロセスにおいては、ガスの自己重力収縮を妨げる一方、余剰角運動量を外部に輸送し原始星への質量降着を促進する。具体的には、原始星や若い星周囲の構造の偏波観測を得意とするアルマと銀河系全域や分子雲のスケールの偏波観測を可能ならしめる LiteBIRD 計画に代表される、宇宙論実験からの偏波観測をつなぐ空間スケールでの星間磁場構造と星の生死を含む星間物質の進化における役割の全貌解明が期待される。非熱的放射で観測される、激しい時間変動現象においても、磁場の役割は本質的であり、偏波観測から得られる情報無しに理解することは不可能である。

詳細は第 2 章以降に譲るが、以上にとどまらず、星生成初期段階の物理的および化学的多様性と普遍性の研究、偏波観測による星間塵の物理化学的特性の精密定量を通じた固体微粒子の生成と成長の理解、宇宙再電離期のキューサー前駆体探査や中間質量ブラックホール候補の探索、高頻度サブミリ波 VLBI 観測に基づくブラックホール科学への貢献、超新星残骸に付随する分子雲の広域観測に基づく宇宙線研究、長期間分光観測モニターによる太陽系惑星の突発的あるいは長期的気候環境変動の研究など、新たな切り口の開拓により、天文学・天体物理学・宇宙論・

惑星科学の幅広い発展に寄与する。アルマの一素子として干渉計に組み込むことで、アルマの感度向上にも資する。アルマのみならず、光赤外線分野や低周波電波帯の大型計画とも高い相乗効果が期待される。

口径 50m でサブミリ波帯の観測が可能な高精度アンテナ、数 10 万～数 100 万画素に及ぶ大規模な超伝導検出器、そこで生み出される膨大な観測データの解析技術などの開発、建築構造学・計測光学・超伝導工学・数理科学などとの緊密な連携のもとで推進する。とりわけ、超伝導検出器の開発で培われる超伝導共振器や超低消費電力増幅回路等の超伝導量子技術は、量子ビットの読出回路や増幅回路など量子コンピューターへの応用が可能な重要技術である。また、高精度アンテナや送受信技術の発展は、リモートセンシングや通信の大容量化を加速し、月面探査や惑星間深宇宙探査への利用など多様な学術分野の進行にもつながる。同時に、通信の大容量化や衛星連携、Beyond 5G/6G への要素技術の醸成など、安心安全かつ便利な社会の実現へも貢献する。

1.1.3 我が国の先見性・独自性・創造性

LST 計画の大目標のひとつは、多次元的掃天観測により現在から天体形成期まで宇宙全史に渡る銀河の 3 次元分布を明らかにし、その形成・進化過程を理解することである。この分野では、我が国の研究者が、世界に先駆けて酸素原子輝線の有用性や GRB 逆行衝撃波を使った宇宙再電離期の観測可能性を理論的に示し、観測的にも成果を挙げて主導的な役割を果たしている。また、野辺山 45m 鏡搭載ボロメーターアレイ NOVA で空間的に分解したスニヤエフ・ゼルドビッチ効果の観測を初めて実現し、また JCMT/SCUBA を使ったスニヤエフ・ゼルドビッチ効果のサブミリ波帯超過を初めて観測するなど、銀河団内部構造の研究やそれに基づく宇宙論の研究で独創性・先見性の高い成果を挙げてきた。このほか野辺山以来の伝統を持つ星形成の研究など多くの先見性が本計画を支えている。

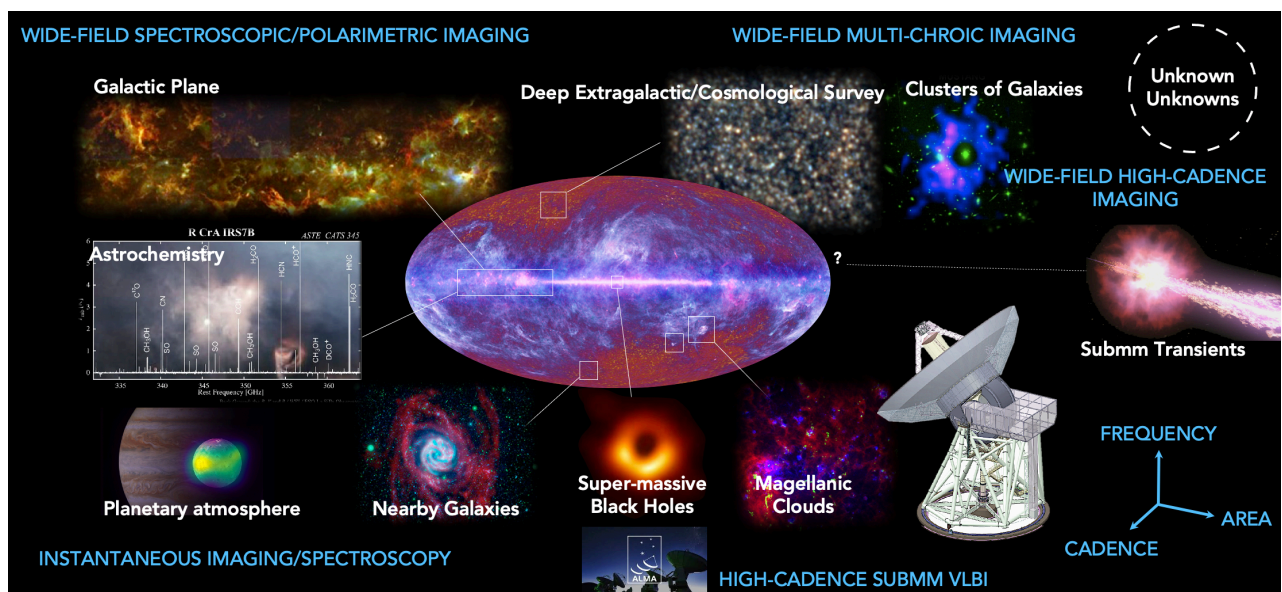


図 1.2: LST が発展させる研究分野

LST 計画を実現するためには、アルマ 2 に向けた超伝導高分散分光受信機の超広帯域化やマルチビーム化技術、データ科学の手法を組み合わせる観測効率を向上させる新しい発想、また超伝導チップ上で低・中分散の超広帯域分光を可能とする集積超伝導分光器 (ISS) 技術、大型高精度アンテナの鏡面精度を実時間で計測し補正することを可能にするミリ波補償光学の提唱とその実証、遺伝的アルゴリズムを用いた大型高精度アンテナの設計法とその応用など、我が国の若手研究者が提唱・切り拓く多くの新技術が活用される。これも本構想における我が国の強い優位性となっている。

LST 計画は、次節でも述べている通り、アルマをはじめとする最新の国際的研究動向・潮流の中でその必要性が認識され、さらに日本のミリ波サブミリ波天文学の発展と成果も踏まえて立案・提唱された、我が国発の計画である。1980 年代に端を発する国立天文台野辺山 45 ミリ波望遠鏡やミリ波干渉計は、宇宙ミリ波分光という新たな分野を切り拓き、星間分子の発見、原始星分子双極流の発見、水メーザーによる超大質量ブラックホールの発見、赤方偏移した遠方クエーサーの分子ガスの検出、原始惑星系円盤の撮像など、重要な発見をもたらした。これらは名古屋大学 4m 鏡、なんてん望遠鏡や東京大学 60 cm 望遠鏡（あまのがわ望遠鏡）などで行なわれていた無バイアス掃天研究と刺激しあい、多彩な物理的性質を示す星間物質に対する網羅的研究の潮流を生み、富士山山頂サブミリ波望遠鏡による中性炭素輝線といった短い波長の観測天文学を開拓するに至った。さらに、アタカマサブミリ波望遠鏡実験 (ASTE) では分子分光観測のみならず、我が国初となる本格的なダスト連続波による宇宙論的サブミリ波銀河サーベイを実現させた。こうした多岐にわたる研究成果がアルマへと受け継がれている。本計画は、こうした我が国の独創的な研究をさらに飛躍させるために必要である。

1.1.4 国内外の研究動向と当該構想の位置付け

サブミリ波帯における広域撮像観測は、ハーシェル宇宙望遠鏡 (口径 3.5m) の他、10-15m 級の地上望遠鏡を使って行われてきたが、角分解能が低いことに起因する感度限界のため、アルマ時代の広域探査施設としての役割は徐々に終えつつあり、格段に高い集光力と広域天体探索能力を備えた大口径サブミリ波望遠鏡を求める機運が世界的に高まっている。欧州では欧州南天天文台 ESO が中心となり、LST 計画とほぼ同じコンセプトの AtLAST 計画の検討が進められている。既存のミリ波・サブミリ波帯の望遠鏡の性能と、LST/AtLAST の位置づけを図 1.3 に示す。高い集光力と広域掃天観測能力を兼ね備えたサブミリ波望遠鏡計画の実現可能性を向上させるため、両者を統合する方向で合意に達しており、今後、さらに科学目標の検討を深化させつつ、望遠鏡および焦点面観測装置群の仕様をより具体化させ、予算化のための準備を国際協調により進めていく予定である。中国では、紫金山天文台が中心となり、口径 60 m のサブミリ波望遠鏡の構想が立案されつつある。南米チリに設置される LST + AtLAST 統合計画と、チベットへの設置が有力な紫金山天文台 60m 計画の両者が実現すれば、南天および北天ともにサブミリ波での広域探査施設が揃い、重力波天体などの即時追求観測に貢献することが期待される。

1.1.5 国際協力・国際共同

LST 計画は日本発の構想であるが、その後、同様のコンセプトの望遠鏡である AtLAST 計画が欧州主導で計画されるなど、次世代大口径サブミリ波望遠鏡を求める世界的な潮流に発展してきた。それらに呼応して、AtLAST 計画との融合により、一つの計画として国際共同のもと実現する道を追求する。我が国は野辺山宇宙電波観測所やアルマ計画の実現、また TMT 計画への参画（望遠鏡本体構造の設計・製作・現地据付調整などを担当）などを通して培ってきた超伝導デバイス技術や高精度大型アンテナ技術を活かした形で参画し、望遠鏡構造や焦点面観測装置など重要な部分に関わる貢献が期待される。特に、主鏡面部の変形量をほぼリアルタイムで計測し、能動的に鏡面形状の制御・補正を行う技術は、大口径のサブミリ波まで観測可能なアンテナ実現のための鍵となるものである。この

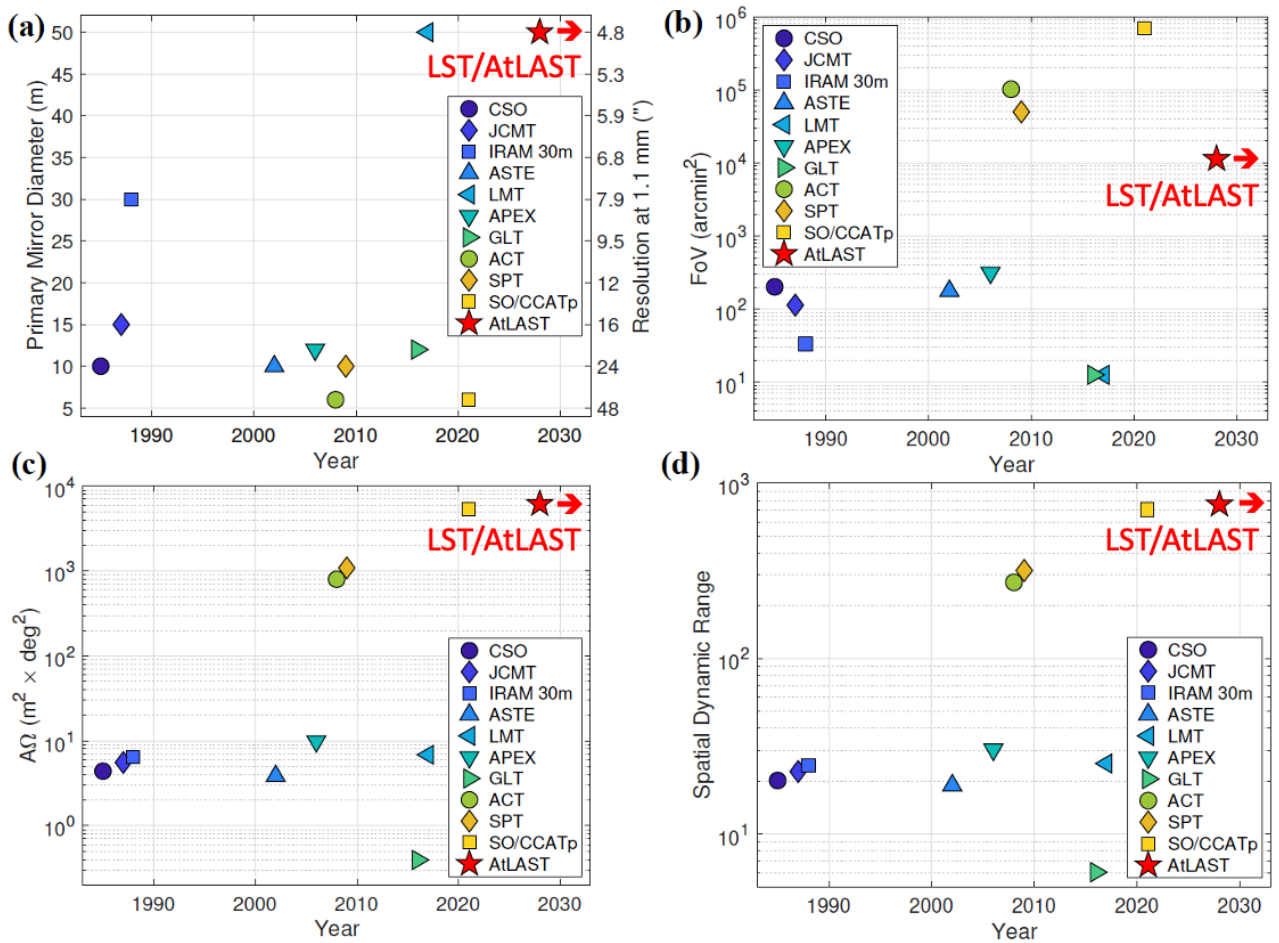


図 1.3: 世界におけるサブミリ波望遠鏡の性能および LST の位置づけ。集光能力 (A) および観測視野 (FoV) をあわせたサーベイ観測能力 ($A\Omega$) において、LST は既存のサブミリ波望遠鏡を格段に上回ることが期待される。メキシコで運用されている大型ミリ波望遠鏡 LMT は、LST/AtLAST と同じ口径 50m を既に実現している (パネル (a)) が、鏡面精度が本格的なサブミリ波観測を行う上では不十分であり、かつ、視野が圧倒的に狭い (パネル (b) 参照)。Simons Observatory (SO) 及び CCAT-prime は、LST/AtLAST と同水準の高いサーベイ能力 ($A\Omega$) を有すると期待されるが、CMB 観測を主目的とする小口径望遠鏡のため (パネル (a) 参照)、空間分解能が LST/AtLAST と比較して約 1 桁低く、LST で目指す科学目標とは競合しない。Klaassen et al. (2020) から改変。

第 1. LST プロジェクトの全体像

点について、我が国の研究者が独創性の高い新手法「ミリ波補償光学」を提唱しており、ユニークな役割を果たすことができる。また、主力観測装置として期待される超広帯域分光撮像装置についても、我が国の研究者が発案し系外銀河など天体信号の技術実証観測まで漕ぎ着けている超伝導オンチップ型分光器技術での貢献が期待されている。

国際協力とこれまでの経緯については、第 1.7 節も参照のこと。

1.1.6 これまでの準備状況

計画は、現在「研究者グループの具体的検討による企画書段階」から「一定の準備資金を得ての技術開発等の開発・準備段階」にあると言える。

日本国内では、宇宙電波懇談会（会員数約 330 名）が主たる支持母体である。2018 年 10 月に行なった大型計画についての意向調査では、会員の半数に近い 137 名からの回答の中、100 名を超える研究者からの支持が確認された。これに基づき、宇宙電波懇談会から、「アルマ 2」に次ぐ高い優先度での推薦を得ている。マスタープラン 2023 に向けては、宇宙電波懇談会の下に設置された電波天文将来計画検討ワーキンググループでの議論を行い、計画の成熟度・完成度を高めていくフェイズにある一方、高い学術的価値を有するとの評価を得た。2021 年 3 月には国立天文台研究集会を開催し、100 名を超える参加者とともに 2030 年代を見据えて取り組むべき諸課題および技術開発の展望を討議した。2021 年 9 月の日本天文学会秋季年会には、南極テラヘルツ望遠鏡計画と合同での企画セッションを開催し幅広くコミュニティとの議論を行った。2022 年度には、90 名を超える研究者が参加して、科学要求仕様をまとめる白書の作成を開始している。

競争的資金獲得に基づく要素技術開発を、国立天文台が運用するサブミリ波望遠鏡 ASTE や野辺山 45m 電波望遠鏡、またメキシコの大型ミリ波望遠鏡や ASIAA が主導するグリーンランド望遠鏡等と連携しつつ進めている。特にミリ波補償光学の創出とその実証、多色撮像カメラの開発・評価、オンチップ型超広帯域分光システムの提唱と世界に先駆けた天体信号による実証成功、遺伝的アルゴリズムによる構造最適化、統計数理科学を活かした新しいデータ解析手法の提唱等、我が国の若手研究者が主導する独創性の高い成果を挙げている。その一部は 2020 年 12 月に国際会議 SPIE にて発表した。推進グループは、特別推進研究 (2008-2012 年度) や基盤研究 (S) (2017-2021 年度、2022-2027 年度) などを獲得し、また、緊密な共同研究を行う欧州側でも、欧州科学評議会 ERC の大型開発・研究予算を獲得している (2021-2023、2022-2027 など)。超伝導エレクトロニクス分野の若手日本人研究者が欧州で活躍し、こうした予算を PI として獲得していることも特筆される。

1.1.7 設置サイト

LST の建設候補地は南米チリのアタカマ高地 (Chajnantor) である。アンデス山脈に沿って標高 5,000 m に達する平原が広がるこの地は、世界でもっとも乾燥した土地の一つでもあり、ここが世界第一級のサブミリ波地上観測

サイトであることは、運用 10 年目になったアルマでの実績はもちろん、ACT や PolarBear, Simons Array など地上 CMB 観測プロジェクトがここに集結することからもわかる。アルマと同じエリアに LST を建設することで、道路や電力供給などのインフラを活用できる可能性がある。そして何より、LST とアルマの科学的相乗効果を最大限追求することが可能となる。LST は、その格段に広い視野と波長帯域を活かした天体探索能力で、視野は狭いが驚異的な解像度で天体の 3 次元画像を描き出すアルマと相補的なディスカバリー・スペースを切り開くことはもちろん、アルマの弱点である微弱でかつ広がった放射成分に対する感度を劇的に向上させたり、LST を干渉計の一素子としてアルマに組み込みコンパクトな天体に対する感度を向上させるなど、多様な形態での ALMA 観測性能向上にも資すると期待される。アルマと連携した観測性能・相補性については、[1.1.12](#) 節で詳しく議論する。

1.1.8 所要経費

LST 計画は欧州が主導する AtLAST 計画と統合して国際共同での建設・運用になることが見込まれ、所要経費についてもその枠組みの確定とあわせて今後さらに検討を進める必要があるが、現時点において日本側での技術検討に基づく建設費総額は約 300 億円である。その内訳は、大口径高精度サブミリ波アンテナ約 150 億円、超伝導検出器ほか焦点面装置が約 130 億円、付帯設備約 20 億円である。また運営費としては年間約 15 億円を想定している。アルマ設置場所に本望遠鏡を設置することにより、既存のインフラ等を可能な限り活用して効果的に施設整備および運用を行うことが期待できる。運用期間としてはまず 10 年（学術的価値の評価を経て、さらに機能の追加や 10 年以上の運用延長を目指す）を想定するため、総経費は計画全体で 450 億円と見込まれる。今後、欧州 AtLAST 計画との協議により、総経費・日本分担割合ともに改めて検討する。

1.1.9 年次計画

2030 年代半ばまでに建設を開始し、初期科学運用開始を目指す。科学運用期間は少なくとも 10 年、目標としては 20 年以上とする。若手研究者が AIV・CSV 活動への積極に参加することを促し、また公開されたデータをもとにした解析講習会なども実施することで、人材育成に取り組む。

1.1.10 実施機関と実行体制

LST/AtLAST 統合計画の中で我が国の強みを活かした重要な貢献、特に、高精度アンテナ、焦点面装置、データ科学と連携したデータ解析手法の提供、などを行うため、その達成に適した体制構築を目指す。具体的な実施機関については、今後協議が進む国際協力の枠組み・形態に応じて、適切な体制設計を進める必要がある。主たる国内実施機関の候補としては、アルマにおける超伝導ヘテロダイン受信機や高精度アンテナの開発を担い、アルマの運

用を支えている国立天文台がまず挙げられる。当面は、国立天文台内において、新規の萌芽的プロジェクト候補としての提案を行い、こうした枠組みのもとで国立天文台において実施する可能性の検討や合意形成を進める。また、大学が一定の貢献を果たすことができる実施体制の実現も重要である。たとえば高精度アンテナ実現のための計測技術については、名古屋大学がミリ波補償光学を提唱し実証実験を進めており、AtLAST 計画側からも大きな期待を集めている。焦点面装置やデータ解析手法開発についても、コミュニティからの貢献を効果的に取り込む体制の可能性を検討する。

1.1.11 共同利用体制

LST が共同利用観測装置としての役割を果たしつつ、科学的な成果を最大化する計画の検討を進めている。観測提案の公募から始まり、その評価プロセスのマネジメント、採択されたプロジェクトのスケジューリングと観測の実行、取得データの品質保証、データ配布とアーカイブ化、さらには各段階でのユーザー支援体制を確立する。ユーザーに提供する科学観測の種類は、多様なサイエンスケースを実現すべく、観測装置の特色とその開発段階、評価・実証試験の結果に基づいて決定される。アルマとの相補性と高い相乗効果を活かすためのアルマへの組み込みモードも含まれる。LST を単一鏡として運用、ゼロベースラインデータを取得する Total Power モード、アルマのアレイに組み込み干渉計素子として利用する Array モード、大集光力を備えた VLBI 局として利用する VLBI モードが考えられる。科学観測のスケジューリングは、アルマ同様にサービス観測・キュー観測を基本とすることで、可降水量や風速、大気の実定性等気象条件の変化に即応し、その時々で最適な観測を実行する。データは観測所が品質保証を行った上でユーザーに提供する。

1.1.12 期待される性能概要

LST 計画でどのような掃天観測能力を連続波観測および分光撮像観測において実現するべきか、については、科学的要請に基づき具体化されることになるが、検討を進める上での参考として、どのような観測能力が期待し得るか、その概要をここに示す。

連続波観測では、100 GHz 帯から 360 GHz 帯までの大気の窓をカバーする多色撮像カメラの実現を柱として、650 GHz 帯など、さらに高い周波数帯での撮像能力を持つ可能性を検討している。偏波観測機能も重視されている。

分光撮像観測においては、低～中程度の分散度ながらアルマと比較して桁で広い帯域を分光しつつ撮像ができる 3 次元分光撮像装置（可視光における面分光装置）、またアルマでも活用されているヘテロダイン技術による高分散度での分光が可能な 3 次元分光撮像装置の搭載も期待されている。

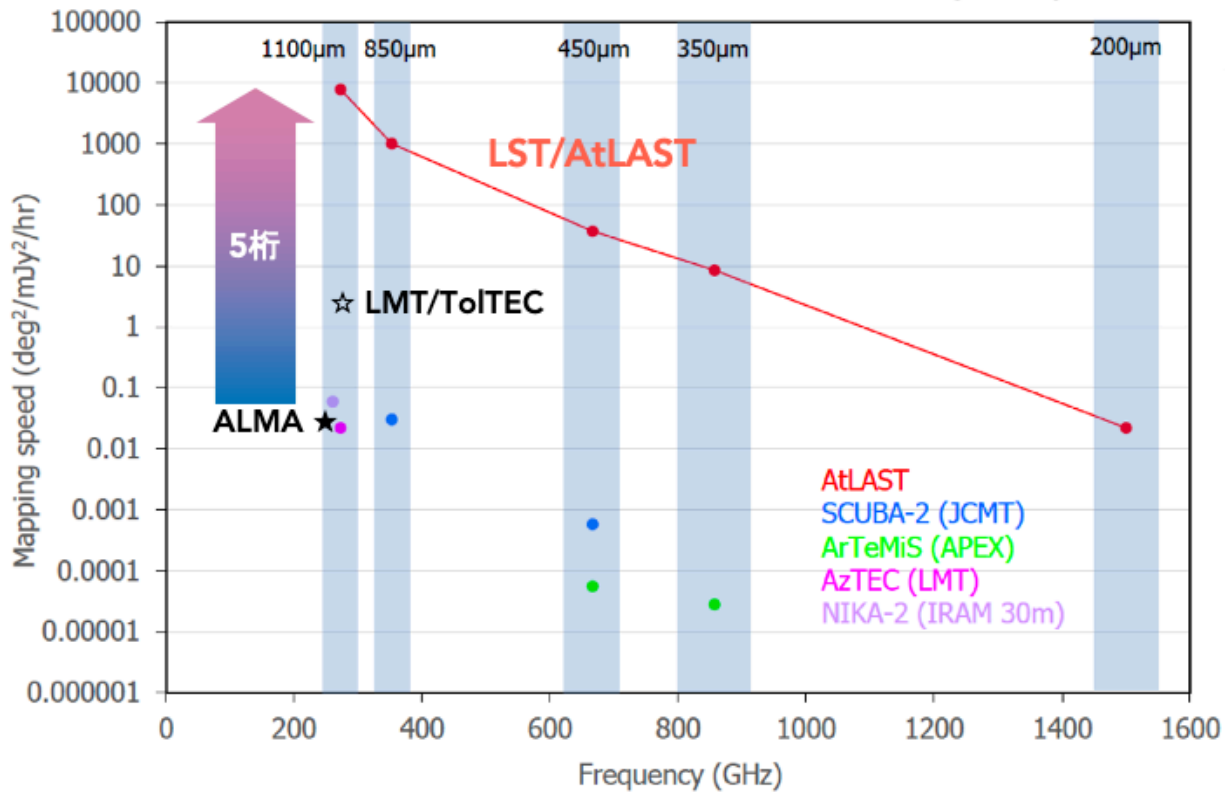


図 1.4: LST で期待される連続波観測でのマッピング・スピード. アルマと比較して, 飛躍的な掃天観測能力の実現が期待されることがわかる. ただし, ここでは視野 0.5 deg^2 (最大で 1 平方度超) を埋め尽くす焦点面検出器が実現され, かつ, optical throughput 30%, 検出器の yield 90%, 検出器や読み出し回路からの超過雑音がないという理想化された仮定での値を示している. どこまでのマッピング・スピードを目指すべきかについて, 科学的要請に基づき, 具体的な装置計画を策定していくことが求められる.

ALMA 及び Atacama Compact Array との相補性

LST は ALMA サイトでの建設を見込んでいる. このため, ALMA と連携した以下の観測が想定される.

1. ALMA で追求観測を実施する観測天体の供給
2. LST を ALMA の 1 素子として組み込む運用
3. 干渉計では取得できないゼロベースラインデータの取得
4. VLBI 局としての運用

LST の大きな特徴として, 広い天域を素早く走査できる点が挙げられる. これにより, 分角スケールの近傍銀河や銀河団のマッピング観測から, 度角スケールの銀河系内星形成領域や宇宙論的探査にいたるまで, 広域なマッピングを効果的に行えると期待されている (連携 1.). 連携 2.-4. に関しては, ALMA と同じ周波数範囲をカバーするヘテロダイン受信機が必須となる. 連携 2. では, LST の追加により ALMA の集光面積を 1.4 倍程度増加させ, 感度の大きな向上に寄与する. 連携 4. については後述のように ngEHT としての重要な VLBI 局となる可能性がある. 一

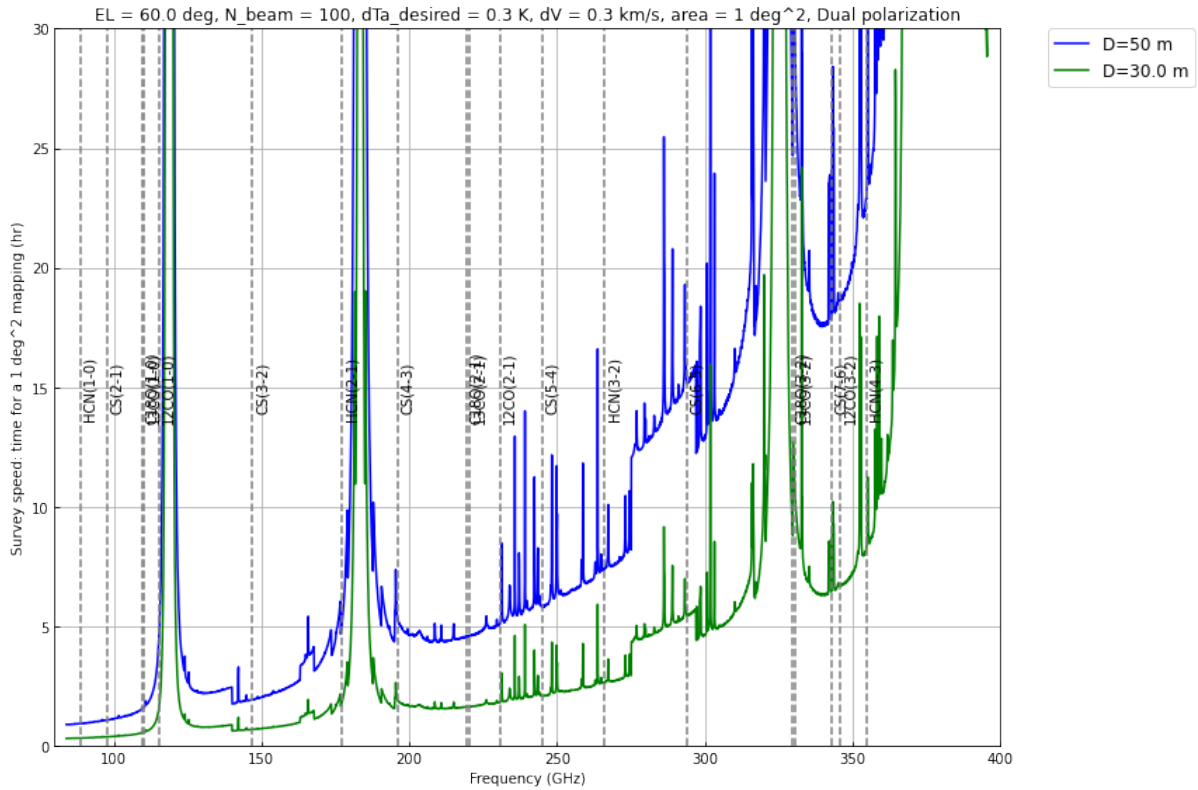


図 1.5: LST で期待されるスペクトル線の分光撮像観測でのマッピング・スピード. 具体的には, 1 平方度の領域を, 速度分解能 0.3 km s^{-1} , 感度 0.3 K (アンテナ温度スケール) でマッピングする際に必要な観測時間を観測周波数の関数として示している. ここでは 100 ビームのマルチビーム受信機を想定しているが, こちらも, 科学的要請に基づき, 具体的な装置計画を策定していくことが求められる.

方, 連携 3. のゼロベースラインデータの取得に関しては, ALMA の 7 m アレイと total power (TP) アレイによる観測 (Atacama Compact Array, ACA) が, LST と直接的に競合する観測モードとなる (図 1.6). 競合するモードについて観測シミュレーション (本章付録 A.2) を行った結果, サーベイスピードの観点では, ヘテロダインアレイ受信機として, 100 ビーム受信機により ACA と同等の性能を得られることがわかった (ただし, 周波数, 実現する鏡のサイズ, 天体の見かけの大きさなどに依存する). したがって, LST で 1000 ビームのヘテロダインアレイ受信機が実現できれば, 高分散分光マッピング型のサイエンスにおいて革新的な装置になり得る.

1.2 技術的挑戦の概要

第 1.1.12 節で述べた諸性能を実現するためには, 乗り越えるべき技術研究課題が数多ある. それらを大別すると,

1. サブミリ波/テラヘルツ波まで観測可能で, 50m もの大口径望遠鏡をドーム無しでどのように実現し, 維持するか?
2. 1 平方度あるいはそれ以上の広い視野を活かす, 1 メガピクセルの超伝導検出器アレイをどのように実現する

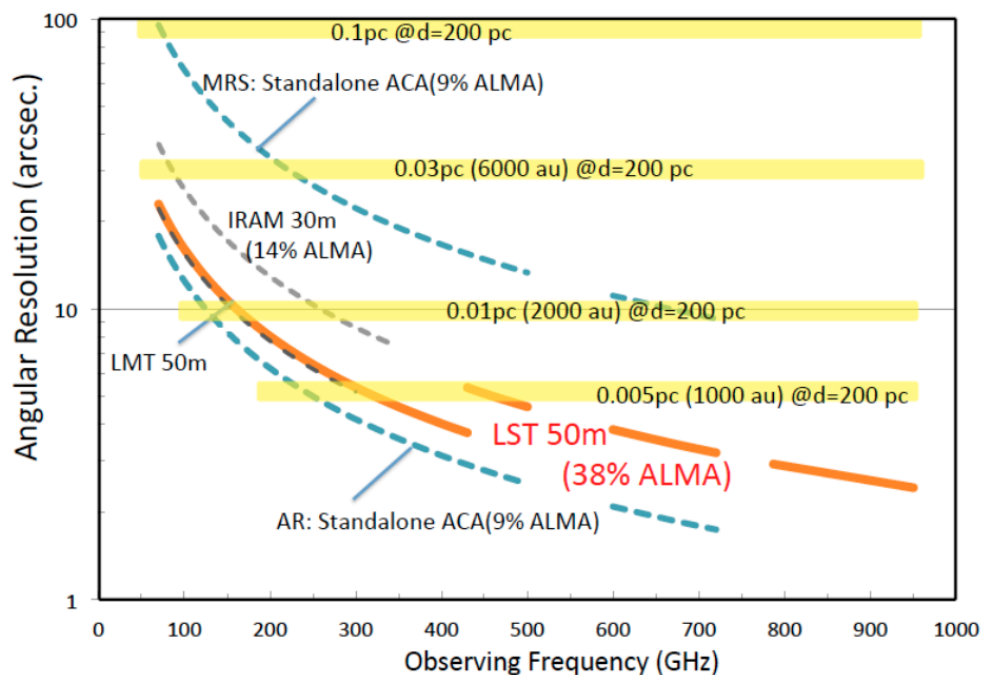


図 1.6: LST と ALMA の相補性, 特に広がった天体の観測における高感度な単一鏡観測の重要性 (Yamamoto, S., Sakai, N., Watanabe, Y., and Kawabe, R., 2018, "Astrochemistry with LST") [LST の旧ホームページ (HP) で公開していた, サイエンスケース検討文書のひとつ (HP 改修に伴い, 現在は一時的に非公開)].

のか?

3. 高精度な偏波観測をいかに実現するのか?

4. 膨大なデータを如何に効率的に処理し, データ科学・統計科学的手法を取り入れ天体からの情報を引き出すのか?

5. 将来の研究の進展を念頭におき, 再解析と検証が可能なかたちでどのようにデータを保存し, 後世へ継承するのか?

に集約される。これらの技術的挑戦は, LST 計画固有のものではなく, より広く捉えるべきものである (図 1.7)。既存の大型望遠鏡の機能拡充や建設におけるシナジー (図 1.7 右上) と言った目に見える連携だけでなく, 多次元での掃天 (第 1.1.1 節) を可能ならしめる卓越した装置性能 (図 1.4 および図 1.5) を現実のものにするためには, 天体信号の検出における超伝導ナノテクノロジーとの融合を進め, 超大型 THz 帯アンテナ技術を発展させつつ, データ科学との融合を図る必要がある。そのプロセスにおいて, 図 1.7 の矢印で示したように関連分野との相乗的な発展が自然に起こり, 相互に波及するであろう。さらに, 欧州の天文学研究計画ロードマップ (Astronet Roadmap 2023–2035¹) に指摘されているように, 近年の天文観測施設に計画立案段階から要請されるべき課題は, 持続可能性, データアクセス, 知識の伝達・教育である。この点で, LST/AtLAST は, 立案当初から再生可能エネルギーによる電力供給を

¹https://www.astronet-eu.org/?page_id=521

1.4 mm 以下となる年間の割合が約 50%である。この条件を 300 GHz 以上のサブミリ波観測の基本運用条件とした (表 1.1, 第 0~2 運用条件)。ミリ波観測では, 風速 $\lesssim 20 \text{ m s}^{-1}$ の範囲に運用条件を拡大した (第 3 運用条件)。なお, 以下に述べる基本的な LST の要件は, サブミリ波帯の運用条件を想定したものである。

表 1.1: 運用条件

運用条件	第 0 運用条件	第 1 運用条件	第 2 運用条件	第 3 運用条件	退避条件
観測周波数 (GHz)	430–950	300–420	300–370	70–300	...
時刻	夜間	夜間	時間帯を問わず	時間帯を問わず	降雨・降雪時
外気温 T ($^{\circ}\text{C}$)	–25 to +5	–25 to +5	昼間: –5 to +20 夜間: +5 to +20
外気温変化 \dot{T} (K/10 min)	< 0.2	< 0.6	< 0.6
風速 v_{wind} (m s^{-1})	< 10	< 10	< 10	< 20	> 20
可降水量 PWV (mm)	< 0.66	< 1.4	< 1.4	< 5.2	...

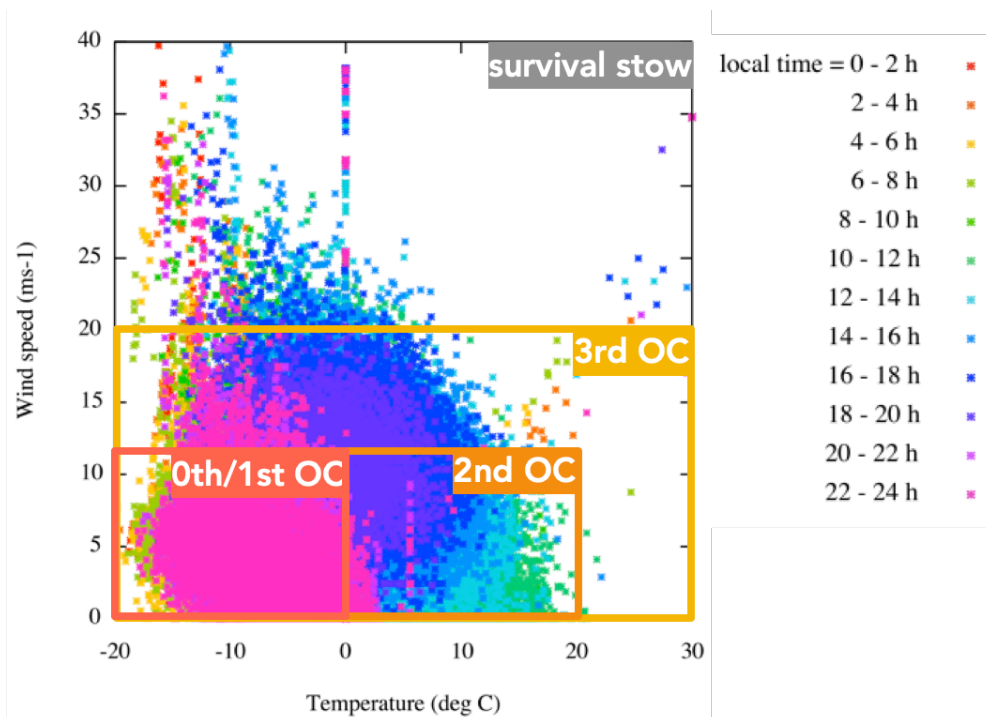


図 1.8: サイト環境と運用条件. 点は, Chajnantor サイトで計測された風速と気温であり, 時刻ごとに色分けしている. 風速と気温に対する運用条件を, 高い性能を維持できる条件から順番に第 0 運用条件 (0th OC), 第 1 運用条件 (1st OC), 第 2 運用条件 (2nd OC), 第 3 運用条件 (3rd OC) とする. この範囲外を退避条件 (survival stow) とする.

主鏡開口径と鏡面精度

大口径化は, 集光面積すなわち感度の獲得のみならず, 高い空間分解能を得つつ ALMA と相補的な空間周波数をサンプルする上で重要である. さらに, 背景天体 (多くは豊富なダストを持つ星形成銀河, dusty star-forming galaxies, DSFGs) からの信号の混入によるコンフュージョン雑音の低減にも寄与するため, 深宇宙探査において極

めて重要である。開口径 50 m のサブミリ波望遠鏡が実現すれば、既存の 10 m 級サブミリ波望遠鏡 (ASTE 10 m, APEX 12 m) に比して、点光源に対する感度を約 20 倍向上、コンフュージョン雑音を約 1/10 に低下、ビームサイズを約 5 倍向上させることができる。

高い開口能率とビーム能率を得るために、鏡面精度 (r.m.s.) は観測波長の 1/16 以下であることが望ましい。ここで 420 GHz (714 μm) を全開口使用 (full illumination) 時の最高観測周波数とすれば、鏡面精度は 45 μm (r.m.s.) 以下が要求される。サブミリ波帯の運用条件でこの精度を達成するためには、能動鏡面制御 (active surface control) が不可欠である。ただし、後述のミリ波補償光学が実現すれば、全開口使用時の最高観測周波数を 900 GHz まで拡大できる可能性がある。なお、現在の LST の要件には、建設コストの観点から、エンクロージャないしレドームは含まれていない。

視野

広大な ($> 10^2\text{--}10^3 \text{ deg}^2$) の深宇宙探査や突発天体のための高頻度 (high cadence) の撮像探査を実現するためには、直径 0.5 deg^2 (最大 1 deg^2 超) の広い視野が必要である。この視野は、広視野撮像カメラ、分光撮像装置、大規模ヘテロダイン受信機アレイ (第 1.4 節) で共有される。したがって、受信機キャビンには、これらの装置及び常温光学系を格納できる十分なスペースが必要である。

観測周波数

観測周波数の要件は、70–950 GHz である。現在 ALMA は、80–950 GHz の科学観測を実現している。LST と ALMA との相乗効果を最大限に発揮するためには、LST の観測も同じ周波数帯で行う必要がある。ただし、690 GHz (450 μm) や 850 GHz (350 μm) といった特に短波長のサブミリ波帯の観測は、容易ではない。こうした短波長の観測に適した大気条件が実現する年間割合は、Chajnantor サイトでも限られているためである。さらに、短波長のサブミリ波帯の観測を全開口を使用して (full illumination) 行うことは、望遠鏡の設計や製造、特に鏡面精度やポインティング精度に技術的に実現が容易でない要請を与えうる。そこで、420 GHz 以上の周波数帯では、高い鏡面精度 (r.m.s. で 25 μm 以下) を達成しやすい主鏡開口面の中央約 30 m を使用し、より優れた運用条件 (第 0 運用条件, すなわち $\text{PWV} < 0.66 \text{ mm}^2$, 風速 $< 10 \text{ m s}^{-1}$) での観測を想定する。

指向精度

第 0–2 運用条件における指向精度の要件は、420 GHz (全開口, ビーム半値幅 $\approx 4 \text{ arcsec}$) と 690 GHz (30 m 開口, 同じく $\approx 4 \text{ arcsec}$) で $\leq 0.7 \text{ arcsec}$ である。これは、約 10% の利得の低下に相当する。指向精度の最終目標とし

²ALMA サイトにおける PWV の 2nd octile に相当

て、ビーム幅の約 10%, ≤ 0.4 arcsec を目指す。

1.3.2 コンセプト

Ritchey-Chrétien 光学系

LST の光学系は、直接検出器アレイ ($> 10^6$ 素子) による撮像カメラを用いた探査を可能にするため、広大な視野 (約 1°) が要請される。一方、LST の集光面積と空間分解能は、単一ビームの受信機や比較的小さい視野 (数 arcmin²) の分光撮像装置 (例えば、THz 受信機や 1000 素子のヘテロダイン受信機アレイ) にも強力である。こうした複数の

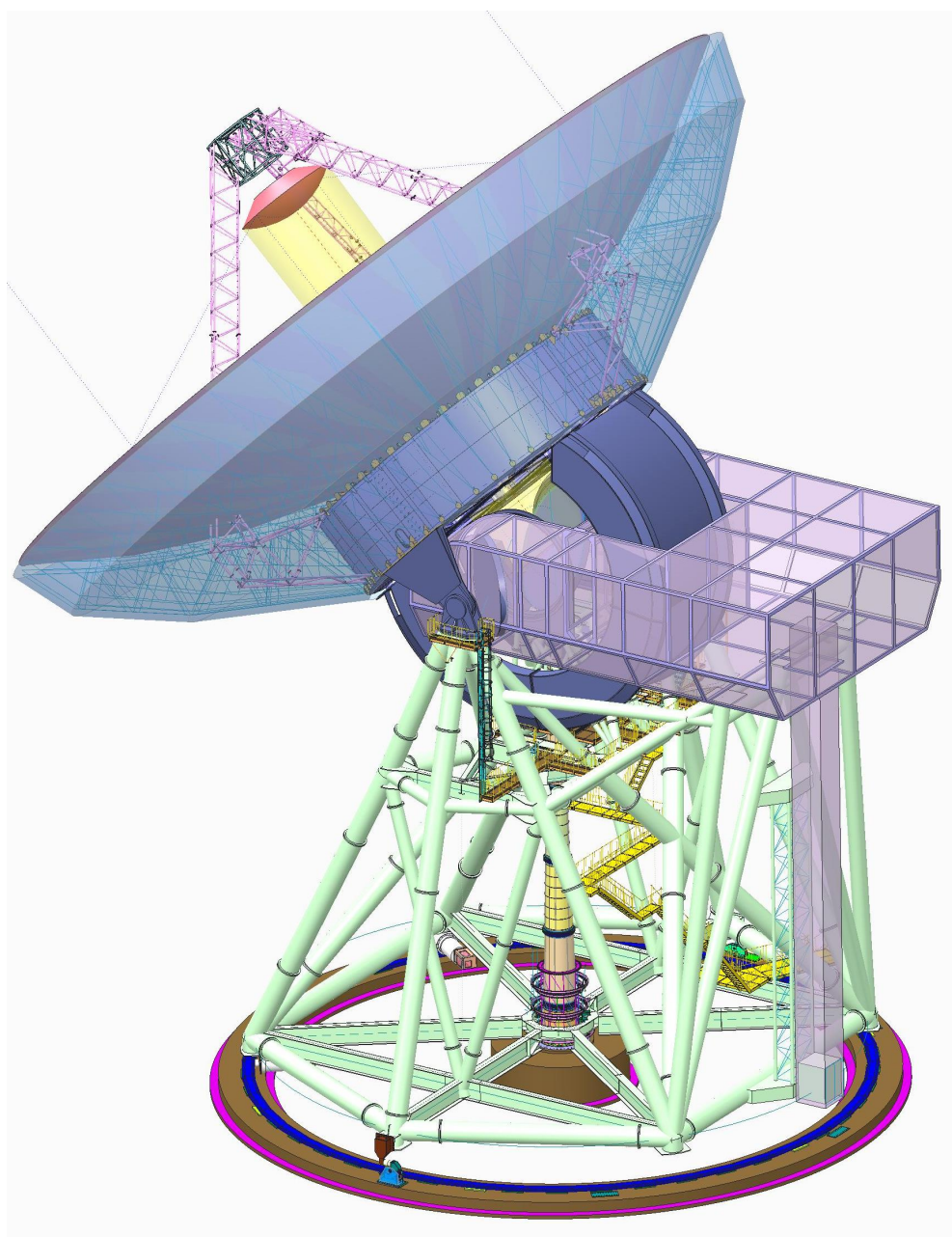


図 1.9: LST の想像図 (提供：三菱電機株式会社)

の観測装置を同時に運用するために、仰角 (elevation) 軸に沿った光軸を経由して主鏡背面の大きいスペースヘビームを伝送する Nasmyth 受信機キャビンを備える。この場合、直径 0.5 deg^2 (最大 1 deg^2 超) を達成する Nasmyth 光学系でコンパクトな伝送システムを実現するには、Cassegrain F 値として 6 が適当である。また、収差は光学系の位相結合効率を低下させるため、広い視野にわたり収差の抑えられる光学系が必要である。なお、Nasmyth 受信機キャビンにより多種多様な装置を設置できるメリットがある一方、光学系の複雑化や損失が問題になる可能性がある。科学的かつ技術的に精選した焦点面装置を Cassegrain 焦点付近に設置する可能性を残し、科学的要求から Nasmyth キャビンの利用を検討する。

LST 光学系として、以上の要件を満たす Ritchey-Chrétien (RC) 光学系を採用する。RC 光学系は、古典的なコマ収差によって制限されるものと異なり、非点収差によって制限される広い視野を持つ。図 1.13 は、 $F/6$ の RC 光学系を採用した LST 光学系の暫定設計案を示したものである (Kawabe et al., 2016)。光学系パラメータは表 1.2 に示す通りである。収差を改善し、Nasmyth 光学系における副鏡-焦点面距離を十分に確保するために、大型の副鏡が不可欠である。

図 1.14 は、第 3 鏡、第 4 鏡における高次収差の補正を行わない場合を仮定した光学系のストレール比を示したものである。LST 観測周波数のうち、最も低周波数のバンド (波長 2 mm , 3 mm 帯) では、望遠鏡の構造と常温光学系の鏡のサイズにより視野が決まり、その視野の直径は 1° である。 $850 \mu\text{m}$ 帯では、収差によって視野が決まり、その視野はストレール比 0.8 以上で 0.66° である。ただし、平面鏡の高次収差の補正を行うことにより、LST の主な観測周波数 ($70\text{--}420 \text{ GHz}$) で 1° の視野を達成できる可能性もある。

Cassegrain 焦点面の直径は、 5.1 m である。この焦点面は、単一の観測装置で敷き詰めるのではなく、視野を分割し複数の装置 (多色カメラの各周波数バンド) で同時観測する形で使用する。こうした分割光学系は CCAT-p/FYST に加え、Simons Observatory や CMB-S4 等の CMB 実験、筑波大学南極 10 m テラヘルツ望遠鏡等の広視野望遠鏡

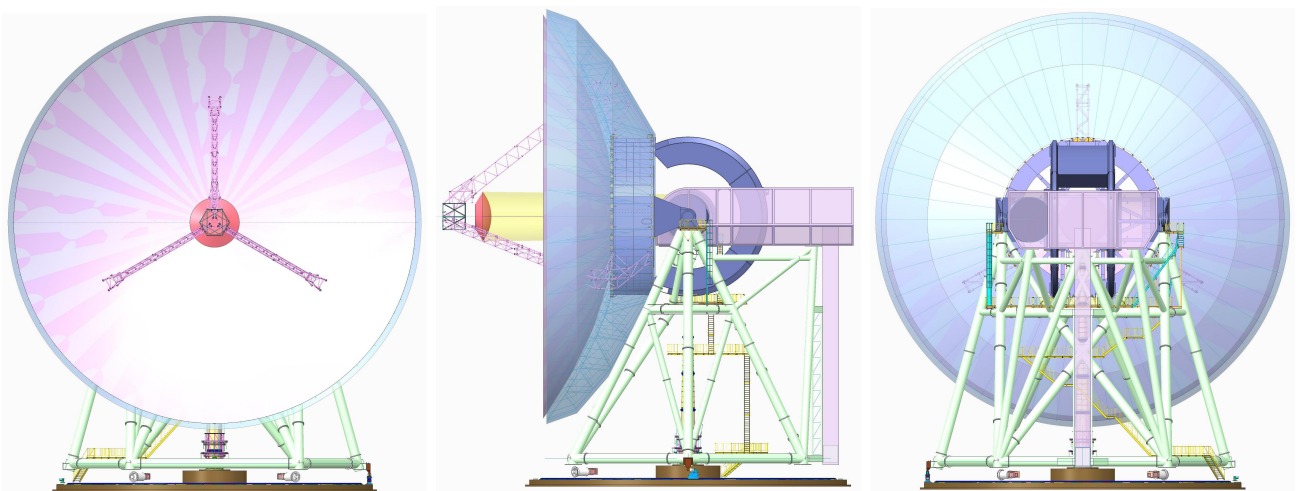


図 1.10: LST コンセプトの正面 (左), 側面 (中央), 及び背面 (右). (提供: 三菱電機株式会社)

表 1.2: 光学系パラメータ. Kawabe et al. (2016) より転載.

パラメータ	値
Cassegrain 系パラメータ	
主鏡直径	50,000 mm
副鏡直径	6,600 mm
主鏡 F 値	0.4
Cassegrain F 値	6.0
反射鏡	
主鏡曲率半径	40,000 mm
主鏡コーニック定数	-1.00131137
副鏡曲率半径	-5509.821 mm
副鏡コーニック定数	-1.31866832
主鏡-副鏡間距離	17,428.75 mm
主鏡-Cassegrain 焦点距離	21,140 mm
副鏡-Cassegrain 焦点距離	38,568.75 mm
実副鏡直径	7,046.152 mm
主鏡頂点穴直径	6,109.115 mm
焦点面	
直径	5,115.485 mm
曲率半径	-3,141.814 mm
コーニック定数	-0.307066

で採用されている. クライオスタットや誘電体を用いた光学素子の最大サイズは最大 1 m 程度であれば現実的に製作可能であり, また搭載時のハンドリングも難しくないと考えられる. したがって, 視野を 19 分割し, 直径 1 m (視野 12 arcmin) 程度の焦点面にしたうえで, 複数の観測装置に割り当てることが想定される³. 以下では, 受信システムの具体的な光学設計について, 装置設計と合わせて説明する.

能動補償光学

LST のキーテクノロジーは, 小型分割鏡による能動補償光学である. 重力や熱, 風による変形を正確かつ実時間で補正する. 高い鏡面精度を実現するためには, 調整可能な小型の鏡面パネルが必要である. また, パネルが大きいと高精度な加工ができないため, 加工性の観点からも小型のパネルが望ましい. サイズは最大で約 2-3 m とし, パネル調整とパネル変形補正のために 1 枚あたり 8 台のアクチュエータが必要である (図 1.12).

³焦点面を 19 程度に分割することにより, たとえば撮像を重点的に行う周波数の撮像用カメラに 7 装置を投資したり, より結像性能の条件が厳しい高周波バンドに焦点面の中心 1 分割を割り当てたりするなど, 柔軟な運用が可能になるとともに, 保守性も向上することが期待できる. なお, 視野分割を考慮せずに要請される視野を実現することは難しい. 例えば, カセグレン系の F 値を小さくすることで, 同一視野角に対応する焦点面直径は小さくなる一方, 非点収差や像面湾曲が悪化する. 科学要求や望遠鏡の構造成立性を考慮する必要があるが, 副鏡の直径を大きくすることで, 非点収差で制限される視野を広げたり, 第 3 鏡以降の光学設計への制約を緩和したりする余地がある.

1.3.3 これまでの取り組みと今後の技術開発

一般に、電波望遠鏡の大型化・高周波化をリミットする要因は、風や気温等の外的要因に伴う望遠鏡そのものの光学性能の低下にある。これは、上空(成層圏)大気の一様な熱分布によって波面のゆらぎが生じる光学赤外線地上観測とは対照的である。すなわち、上空大気による波面ゆらぎを補償対象とする光学赤外線領域の補償光学に対し、ミリ波サブミリ波では(水蒸気吸収線のごく近傍を除き)望遠鏡そのものの光学性能の低下が問題なのである。電波望遠鏡は、大型構造を前提として製作されてきたが、それを覆う巨大なエンクロージャーを建設するには、莫大なコストを要する。したがって、屋外に吹きさらしのアンテナを建設し、その鏡面を数十 μm の精度で担保することが課題である。この課題を克服するためには、重力変形や熱変形などの遅い変形をパッシブにコントロールする構造設計に加え、風や日射に伴う速い変形を計測しコントロールするための「補償光学」と呼ばれるアクティブな波面補償技術の獲得が必須である。LSTの実現にあたり、これらが最大の技術的課題である。

これらの技術的課題が克服されると、50 m 主鏡全体を用いた高周波観測が可能になる可能性がある。さらに、カセグレン焦点・ナスミス焦点の利用方法の明確化とそのための光学系の工夫により、本白書に述べる多様な科学的要求に応える装置計画が可能になるであろう。

以下では、LST 計画実現のための技術開発の到達点、および今後の技術開発の見通しを述べる。

ミリ波補償光学

こうした背景のもと、LST 計画ではミリ波補償光学 (millimetric adaptive optics, MAO) を提唱し、その開発を推進している (Tamura et al., 2020)。光学赤外線天文学から始まった補償光学技術は、望遠鏡の大型化・低コスト

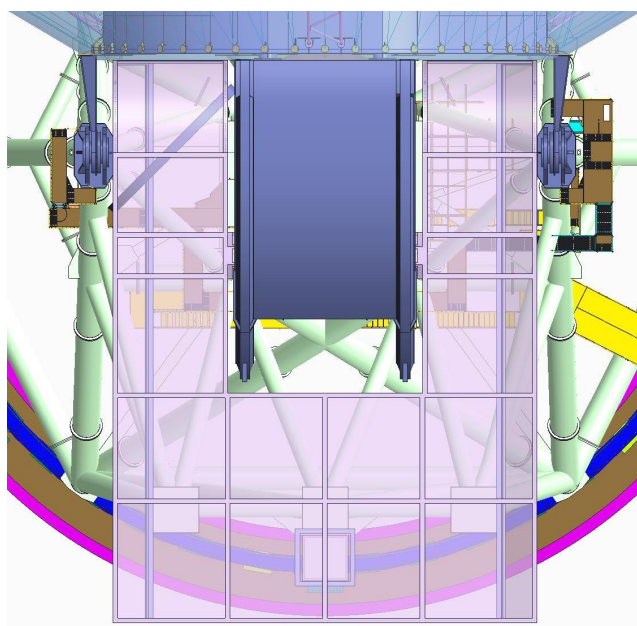


図 1.11: 受信機キャビン. 多くの焦点面装置を保持するための体積をもつ。(提供：三菱電機株式会社)

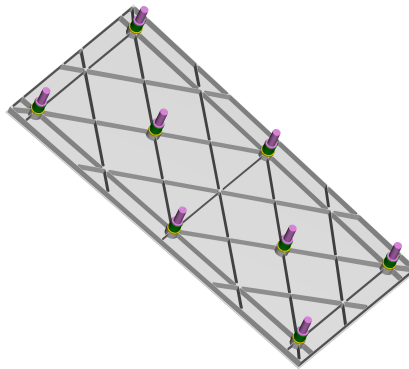


図 1.12: 高精度鏡面パネルの背面構造. 剛性と軽量化のためのリム構造が提案されている. 能動/補償光学のためのアクチュエータ (赤色) でパネルの 8 点を支持する. (提供: 三菱電機株式会社)

化の革新である. 今や補償光学は, 従来の大型の光学/赤外線望遠鏡に例外なく実装され, 将来の超大型光学/赤外線望遠鏡のインフラ的技術基盤となった. また, 天文学から生まれた補償光学は, フォトニクス (光工学) の一分野にまで昇華し, 現在では生命・医療分野等への応用も目覚ましい.

図 1.15 は, LST 計画が提案するミリ波補償光学のコンセプトである. ミリ波補償光学技術は, 波面計測と波面制御に大別される. 風・熱による鏡面や副鏡支持構造の変形のほとんどは低次の変形モードで表され, その典型的な空間スケールは口径の数分の 1 (数-10 m) 程度である. また, 変形の時間スケールは, 風負荷に対する主鏡構造の応答 (固有振動数) で決まり, 例えば野辺山 45 m 望遠鏡で約 1 Hz である (Hashimoto et al., 2020). この場合, 後者の波面制御技術は障害にならない. 光学/赤外線望遠鏡で実現している補償光学系制御の空間・時間スケールは, それぞれ数十 cm・kHz のオーダーだから, 電波望遠鏡では空間的・時間的により緩やかに変動する成分のみを補償の対象とすればよいだろう. これは能動主鏡面 (または副鏡面) 制御機構で補正できる.

したがって問題は, 波面をいかに実時間で計測するかに収斂される. しかしながら, Shack-Hartmann センサに代表されるような光学赤外線領域の波面センサと同様の原理をミリ波補償光学に転用することは難しい. なぜなら, 電波天文学では, 波面参照が可能なほどに明るい天体もなければ, CCD 等の廉価な撮像検出器に依拠する波面センシング技術の実現も困難だからである. 翻って, 電波天文学には位相検出による波面計測技術, すなわち電波干渉法 (radio interferometry) がある. これは, 2 地点に到来する波面の到達時刻の差を計測する技術である.

これを基礎として, 主鏡面上の任意の位置から焦点までの光路長を実時間計測する開口面干渉法 (aperture-plane interferometry) という方式を考案し, 約 20 GHz の雑音を参照光とする 5 素子波面センサを試作する実験開発を行っている. 図 1.16 は, 野辺山 45 m 望遠鏡を使って測定した波面センサ試作機の一素子が捉えた超過経路長誤差の時間変化を示す図である. 実際の運用では, 素子間の位相差をもとに超過経路長差を実時間計測する. 本試験では, 100 ms 積分の超過経路長差に付随する統計誤差が $8 \mu\text{m}$ (r.m.s.) を達成することを示した. これは, LST が目

標とする鏡面誤差を計測するのに十分な精度であるのみならず、参照光源の光子雑音によって制限されることもわかった。一方、参照信号伝送系の光ファイバーの温度変化による光路の伸長により、数 min の時間スケールでの光路長計測の安定性が課題となる。ALMA2 や ngVLA の局部信号伝送のために開発が進む広帯域ラウンドトリップ位相補償技術 (Kiuchi, 2018) の導入等の検討が有用であろう。

この原理を踏まえれば、望遠鏡開口面にわたる波面計測と、それに基づく波面の実時間フィードバック制御が可能になる。今後は、波面センサの多素子化と位相安定化の試みに加えて、光赤外線望遠鏡の建設に携わる研究者とともに、大ストロークのアクチュエータによる分割鏡制御技術を開発し、ミリ波補償光学を実用化する計画である。

発見的最適化手法による主鏡支持構造の最適化

LST 計画が取り組むもうひとつの技術開発は、重力変形などの遅い変形を最小化する、軽量かつ高剛性の主鏡支持構造の配置 (トポロジー) 最適化である。視直径が大きい天体 (宇宙マイクロ波背景放射, 銀河団, 星間分子雲) や突発天体の観測に求められる高い駆動性能や、小さな熱容量と高い固有振動数を得るには、高剛性化のみならず軽量化も必須である。また、近年の産業界でも、軽量な建造物はカーボンニュートラルを実現する上での重要な動機づけにもなっている。さらに、望遠鏡の建設コストは重量にほぼ比例し ($\text{コスト} \propto \text{質量}^{2.6/3}$, Meinel, 1982), 50 m 級望遠鏡では典型的に百億円規模となる。すなわち、望遠鏡の軽量化もまた LST 実現に立ちはだかる差し迫った課題なのである。

一方、典型的に数万本に及ぶトラス材の結節点の位置や材の長さ・断面積 (剛性) の莫大な組み合わせの中から、解析的に最適解を得ることは困難である。これが、一般的な大型の高精度アンテナの設計が、橋梁の設計よりも挑戦的だと言われるゆえんである (Baars & Kärcher, 2018)。統計科学におけるこの種の問題は、いわゆる組合せ最適化

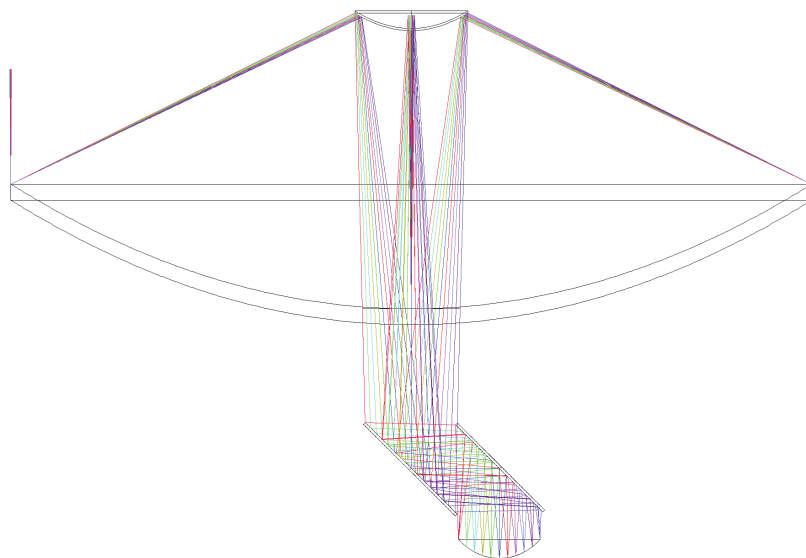


図 1.13: LST の Ritchey-Chrétien 光学系. Kawabe et al. (2016) より転載.

問題に分類される。この問題を効率的に解く発見的最適化手法として考案されたのが、遺伝的アルゴリズムや焼きなまし法に代表される発見的最適化手法である。近年では新幹線や航空機の空力設計に実用化されるほか、建築分野で構造の高剛性化と軽量化という相反する性質を最適化するためのトポロジー最適解の探索法としてさかんに研究されている。事実、この方法が国内最大の 3.8 m 光学赤外線望遠鏡「せいめい」を実現に導き、従来の 1/2 以下という劇的な軽量化に成功した (Kurita et al., 2020)。建築と統計の融合がもたらしたトラス構造のトポロジー最適化は、大型アンテナを実現するツールになる。

そこで、LST 計画では、発見的最適化手法 (遺伝的アルゴリズム等) を用いた主鏡支持構造の変形量最小化、軽量化、高剛性化を可能にする設計解の探索を推進している。既存の設計手法では、有限要素法 (FEM) と試行錯誤的なトポロジーの改良に頼っていたが (Baars & Kärcher, 2018)、これは前述の通り現実的な解法とは言えない。また、製作上の利便性・経済性から、軸対称な構造が前提となっている場合がほとんどであるが、非軸対称な自重変形を考慮すれば、この制約は必ずしも合理的ではない。これに対し LST の概念設計では、近年の統計科学と隆盛と計算機性能の向上により可能となった最適解の探索法によって、試行錯誤では得られない最適解群の獲得を目指している。

図 1.17 は、遺伝的アルゴリズムによる 2 次元主鏡支持構造の多目的最適化を行った例である (今村他 2022, 日本天文学会秋季年会)。仰角 90° と 30° に対するホモログス変形を考慮し、理想曲線 (パラボラ) からの変位を最小化する構造の探索を行っている。構造最適化コードには、構造解析ツール OPENSEES⁴と進化計算フレームワーク DEAP⁵を組み合わせている。この例では、部材の配置、断面積が最適化されることにより、ホモログス変形を考慮した鏡面誤差の最大値がアクチュエータで十分補正可能な値となることがわかった。さらに、2 次元のシンプルなトラス構造とはいえ、自重のみであれば要求される精度を上回る鏡面精度 ($< 25 \mu\text{m}$) が達成されていることもわかる。また、自重変形を緩和するために、天側 (小さい仰角に対して上方) で厚みのある、非対称な構造解が選ばれている。今後は、これを 3 次元に拡張するとともに、固有振動数、熱や風圧など他の負荷に対する耐性等を評価軸としてより現実的な最適解の探索を計画している。ただし、現実的な構造を得るには、現在到達している “best-effort” とされる構造を初期解として採用するとともに、製作性の良い条件下で構造最適化を行うことが重要である。初期解としては、東海国立大学機構とイタリア宇宙物理学研究所 INAF カリアリ天文台との間での共同研究契約のもと、4 mm 帯で世界最大の口径をほこる 64 m Sardinia 電波望遠鏡の構造モデルを採用し、検討を進める予定である。また、製作性の観点では、建築分野との融合研究のもと、機械学習 (教師なし学習) で各ジョイント部の形状をクラスタリングしながら形状最適化を行う建築構造学的アプローチを取り入れる。

⁴<https://opensees.berkeley.edu>

⁵<https://github.com/deap>

光学系の今後の検討事項

既存のサブミリ波望遠鏡の直径に相当するサイズの第 3・第 4 鏡を持つナスミス光学系は、望遠鏡受信機室の大型化が必要であるが、既存望遠鏡での実現例がないため構造成立性やコスト面で課題がある。そこで、カセグレン焦点とナスミス焦点を独立に設けることで、よりコンパクトな受信機室を実現するアイデアもある。19 分割した視野の中心視野（直径 12 arcmin）のみをナスミス受信機室に導入する一方で、その他の視野を主鏡直下のカセグレン受信機室に割り当てることで、コンパクトな光学系を実現することが可能である。この考え方は、基幹装置である視野 1° の超広視野サブミリ波測光・偏波カメラと、10 arcmin 以下の視野でよい分光装置群（ヘテロダインカメラ、広帯域面分光装置、テラヘルツ受信機など）の同時運用を考えるうえで相性が良い。

LST においては、最先端技術を用いた持ち込み装置の運用も予想されるため、光学系の高い自由度が要求される。特に大型のナスミスカビンは、観測装置の運用効率や拡張性を高める前置光学系を実現するうえでも重要である。たとえば、高周波帯 (420–1000 GHz) のサブミリ波カメラやテラヘルツ帯のヘテロダイン受信機では、鏡面精度の高い内側の開口直径 30 m を利用して観測することを想定しているが、大型の補償光学装置をナスミスカビン内に設置することで、50 m 開口全体を利用した観測が可能かもしれない。さらに、野辺山 45 m 望遠鏡に搭載されたヘテロダイン受信機 HINOTORI ([Okada et al., 2020](#)) のように、周波数選択型光学フィルターを導入することで多バンドの同時観測が可能になり、超広帯域の分光観測も容易に実現される。さらにフーリエ分光器をサブミリ波カメラの前置光学系として設置することで、広視野の面分光観測も可能だと考えられる。

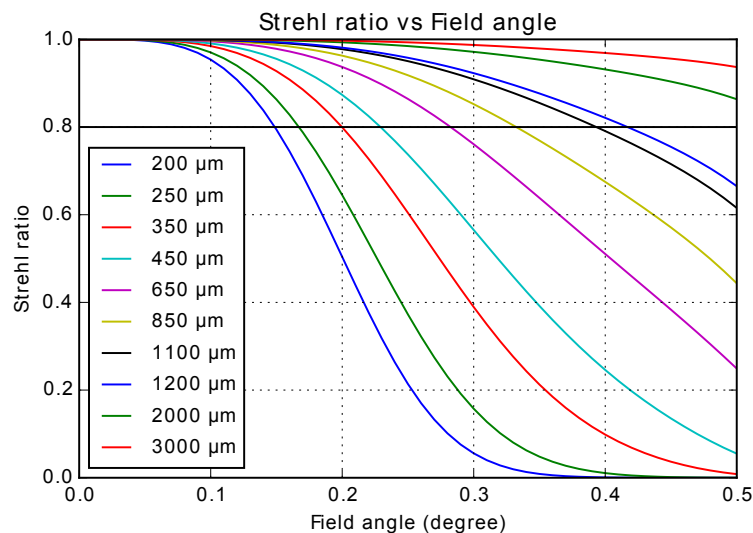


図 1.14: 観測バンドごとのストレーン比と視野角の関係. [Kawabe et al. \(2016\)](#) より転載.

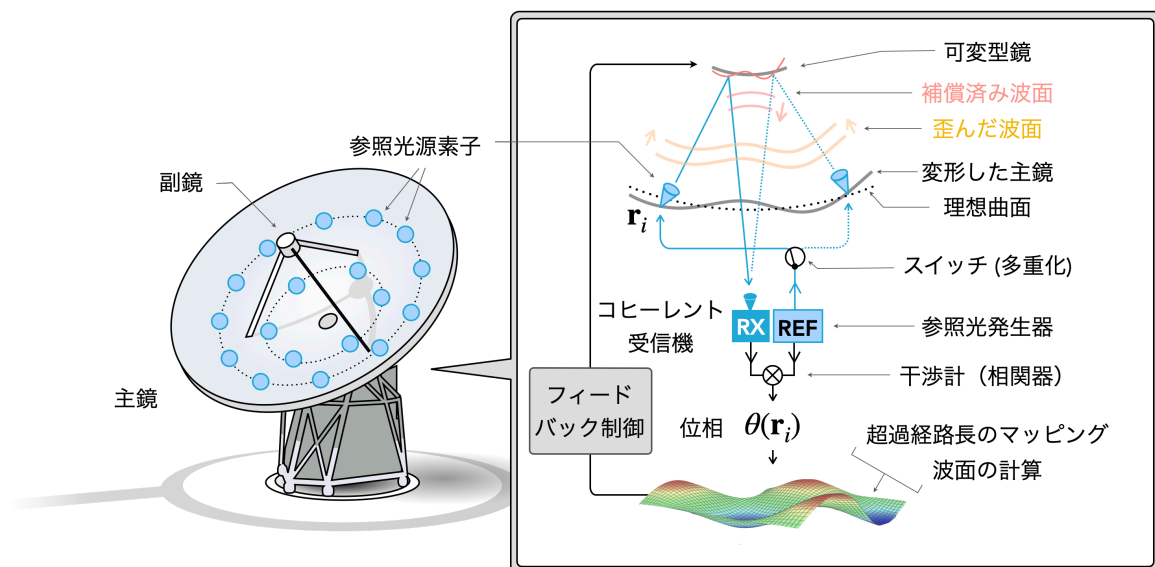


図 1.15: ミリ波補償光学のコンセプト.

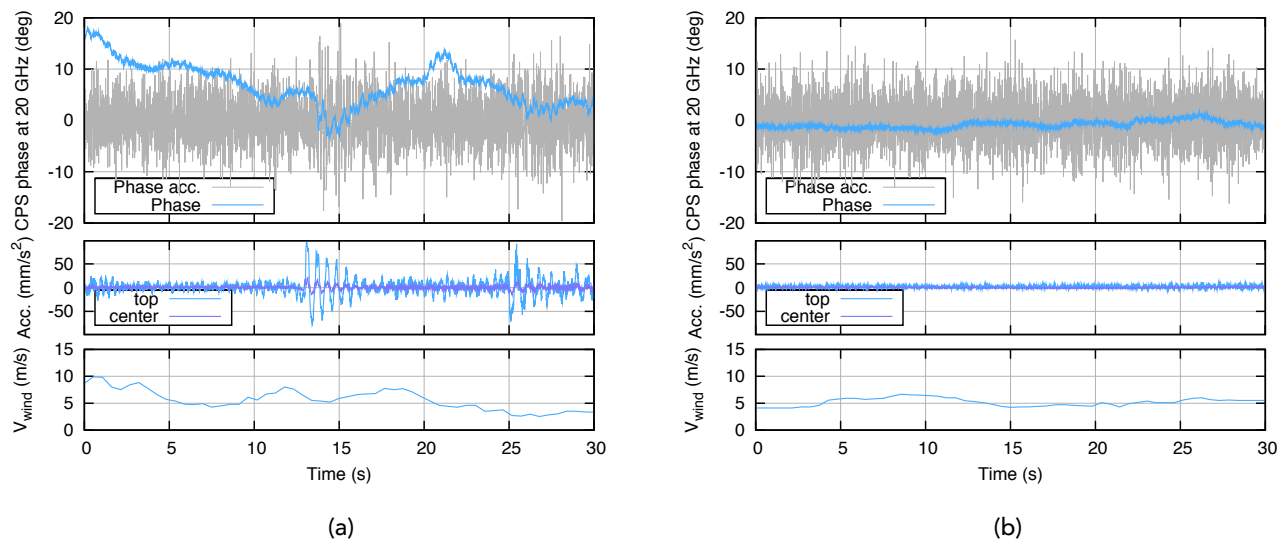


図 1.16: (a) 強風下 ($5\text{--}10\text{ m s}^{-1}$) および (b) 弱風時 ($\sim 5\text{ m s}^{-1}$) における野辺山 45 m 電波望遠鏡を用いた, ミリ波補償光学用 20 GHz 波面センサの試験結果. ここでは, 主鏡上方 ('top') に設置したセンサの出力を表示している. 上から下へ, それぞれ 20 GHz クロスパワースペクトル位相変化 (1° の位相変化が約 $40\text{ }\mu\text{m}$ の超過経路長変化に相当), 加速度計出力, 風速である. 強風下で超過経路長の変化が大きく, 比較的高い振動数の振動のみを検出する加速度計出力と同様の振る舞いが見られる (13–16 s 及び 25–30 s 付近).

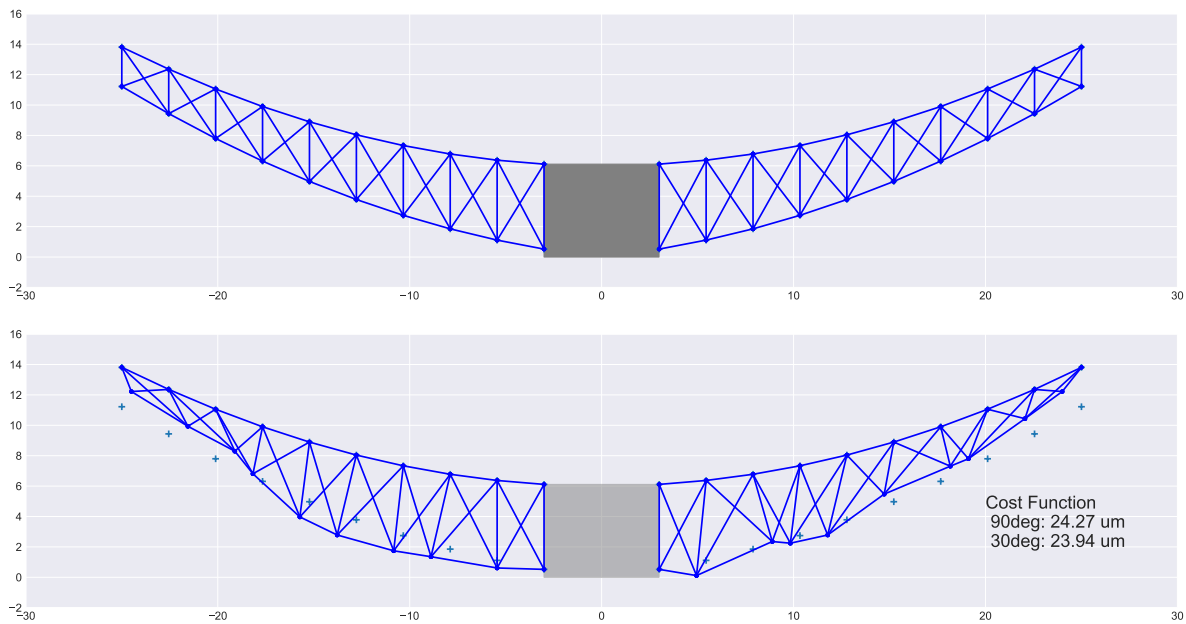


図 1.17: 遺伝的アルゴリズムによる 2 次元主鏡支持構造の多目的最適化の例 (各軸の数字の単位は m). (上) 進化前の初期解個体. 簡単のため, 鋼鉄のトラス構造とし, センターハブ (灰色四角) は剛構造であるものとする. 主鏡は仰角軸 (紙面に垂直) の周りに回転するものとし, 仰角 $< 90^\circ$ の時, 左手が地面に近い側に, 右手が天頂に近い方向になるものとしている. 支持構造下部のトラス節点の座標 (x_i, y_i) , 及びトラス材の断面積 σ_i ($i = 1, 2, \dots, 18$) を変数とした. 主鏡は焦点距離の変化を許容するホモログス変形をするものとし, 放物線からのトラス節点の差の最大値を持って評価した. (下) 最適化後の解個体のひとつ. 非対称な重力負荷を反映し, 非対称な構造が最適化されている. 主鏡面の誤差 (節点変位の最大値) は $30\text{--}90^\circ$ の間のすべての仰角で $25\text{ }\mu\text{m}$ (最大値) を達成している.

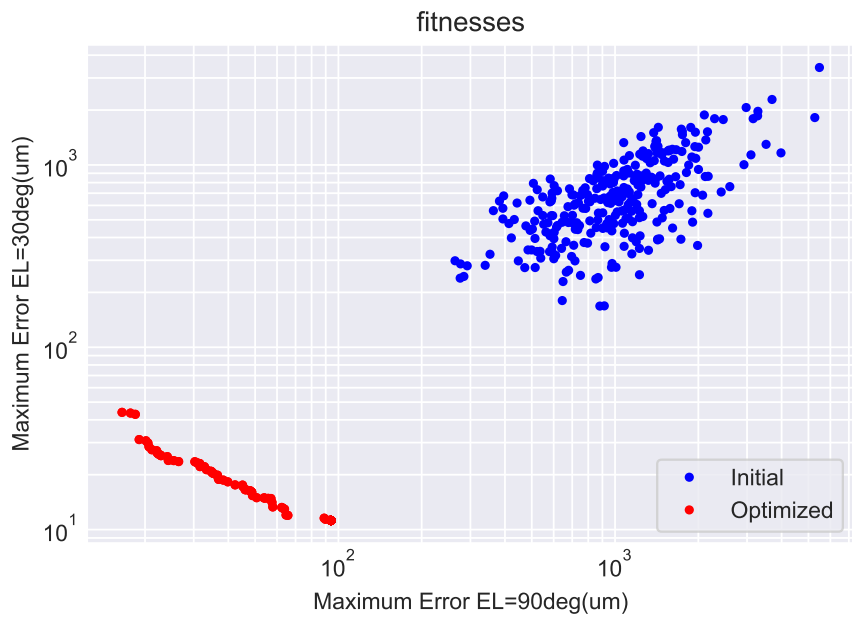


図 1.18: 遺伝的アルゴリズムによる 2 次元主鏡支持構造の多目的最適化の例. 縦軸, 横軸はそれぞれ仰角 30° と 90° の時のトラス節点の変位の最大値 (単位は μm). 初期解の個体群 (青点) を進化させた結果, $100\text{ }\mu\text{m}$ を有意に下回る鏡面誤差を獲得した解個体群 (パレート解, 赤点) が得られている.

1.4 焦点面装置

1.4.1 装置構成

本白書 2 章以降に詳述するように, LST の性能に対する科学的要求は多岐にわたる. 焦点面装置の実現には, さまざまな困難があるため, 技術的な「チャレンジング度」に応じて観測装置を 2 世代に分け, それぞれ以下のように定義する.

- 第 1 期装置: 現時点で, ある程度技術的な成立性が見通しがある. 開発費を獲得できれば開発・製作を開始できるもので, 2030 年代前半の初期科学運用期 (p.47) における主力装置群.
- 第 2 期装置: 現時点ではまだ夢物語に近いが, 目指すべき方向として認識されているもの.

その上で, 現時点での多色連続波撮像／低中分散分光撮像装置 IFU, 超広帯域分光器, 高分散分光撮像装置の 3 種類の装置例とその諸元についてそれぞれ, 表 1.3 – 表 1.6, 表 1.7, 表 1.8 にまとめる. これら装置群に課される大きな制約は, 技術やコストの制限から, 総素子数 (= 空間画素数 × 分光チャンネル数) である. 検出器の総素子数としては, 例えば広視野カメラで用いる直接検出器を例にとると, 図 1.19 に示すように, 経験則にもとづけば, 2030 年代ではいよいよ 100 万素子にまで到達することが期待されている. 一方で, 全体コストに占める検出器の割合の増大が大きな課題となってくる. 従って, 結局は, 全体コストから制限される総素子数を空間方向と分光方向にどのように分配するのかを科学的要求から仕様決定していくことになる.

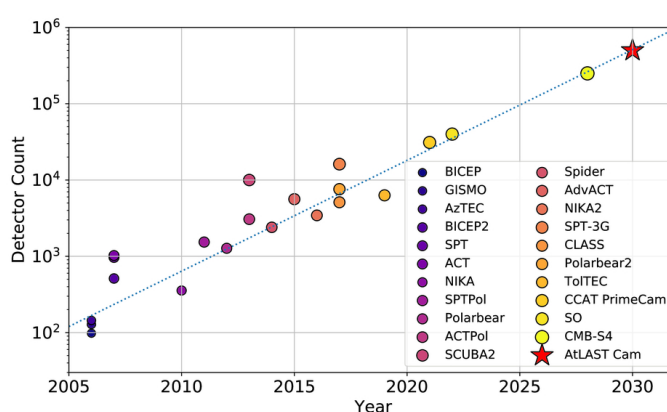


図 1.19: 直接検出器の素子数の推移. [Klaassen et al. \(2020\)](#) より転載.

さらに, これら装置群は, 直接検出器とヘテロダイン検出器の二つの検出技術が基盤となっているが, 候補装置を実現する上でのこれらの検出器技術の成熟度やチャレンジについて §1.4.2 以降で概観する.

多色連続波撮像／低～中分散分光撮像装置 IFU の候補例

比較的大きな視野を掃引する低～中分散分光撮像装置について、各種候補装置の仕様例を表 1.3 に挙げた上で、表 1.4 – 表 1.6 にそれぞれについてのより詳細な仕様例をまとめる。これらの仕様例を参考として、限られた総素子数 (=空間画素数 × 分光チャンネル数) を科学的要求から「視野・バンド数」にどのように割り振るかの最適化や、偏波観測機能への科学的要求 (視野, 較正精度要求, 他) をどのように満たしていくかの検討を行う必要がある。なお、これら装置群は直接検出器技術に根ざしたものである。

表 1.3: 多色連続波撮像／低中分散分光撮像装置 IFU の候補例とその諸元

	視野	周波数範囲	R	空間画素数 × 分光 チャンネル数 (総素子数)	世代
	arcmin	GHz			
14 色カメラ	~10	100 – 350 GHz	~10	~3 万	第 1 期
4-6 色広視野カメラ (multi-color broad band カメラ)	30	(100), 150, 220, 270, 350, (400), 650	a few	数 10 万 – 100 万	第 1–2 期
分光撮像カメラ ”ミリ波サブミリ波版 MUSE”	a few	70 – 350	数 100	数 10 万	第 2 期
NB-filter-like 3 バンド 分光撮像カメラ “KATANA ”	~10	200, 250, 350	~2000	~150 万	第 2 期

表 1.4: 14 色カメラ

Bands	Bandwidth	FoV ^a	No. of	R	No. of	No. of
	GHz	arcmin	spatial pixels		spectral bands	detectors
1set						
B1	100 – 175	3@150GHz	217	10	7	1,519
B2	200 – 355	2.9@270GHz	631	10	7	4,417
5set						
B1	100 – 175	6.8@150GHz	1085	10	7	7,595
B2	200 – 355	6.4@270GHz	3155	10	7	22,085

a: F/#=2, Sampling=2F/#λ, Hexagonal pack

超広帯域分光器の候補例

X-Shooter や FMOS に代表される可視・近赤外域の多天体分光装置のミリ波サブミリ波版とでも呼ぶべき超広帯域分光器の仕様例を表 1.7 にまとめる。これらの仕様例を参考として、限られた総素子数を科学的要求から「ビーム数・周波数範囲」にどのように割り振るかの最適化、特に、より高い周波帯 (例えば 650 GHz 帯) の広帯域分光を実装するかなどの検討が必要である。なお、これら装置群は、超高分散がヘテロダイン技術によって、低～中分散が直接検出器技術によって実現されるものである。

表 1.5: 4 – 6 色・広視野カメラ

Frequency	Wavelength	Telescope	Beam	Mapping ^a	Sensitivity ^b	Confusion ^c	Time to map ^d
Band		diameter	size	speed	(5- σ)	limit(5- σ)	100 deg ²
GHz	mm	m	arcsec	mJy	deg ⁻² mJy ⁻² hr ⁻¹	mJy	hr
150	2.0	50	10	2800	0.095	0.068	193
220	1.4	50	7	840	0.17	0.12	207
270	1.1	50	6	560	0.21	0.14	228
350	0.86	50	4	80	0.56	0.12	2,170
650	0.46	30	4	1	5	0.34	21,626

a: At this stage, the adopted mapping speeds can vary by a factor of 10 (i.e., $\times 10$ or $\times (1/10)$)

b: After 100 hr observations of 100 deg² map

d: Definition: 12 beams per source, model number counts by [Béthermin et al. \(2012\)](#)

d: Confusion limited map

表 1.6: NB-filter-like 3 バンド分光 撮像カメラ “KATANA”

Band	Frequency	No. of	R	No. of	Line mapping
	range	spatial		detectors	speed
	GHz	pixels			arcmin ² mJy ⁻² hr ⁻¹
197GHz(1.5 mm)	190 – 204	1000	2000	280k	110
255GHz(1.2 mm)	246 – 265	1000	2000	296k	60
352GHz(0.85 mm)	339 – 365	3000	2000	888k	26

表 1.7: 超広帯域分光器の候補例とその諸元

	ビーム数	周波数範囲	<i>R</i>	世代
		GHz		
超高分散・超広帯域分光器 (ヘテロダイン技術) “FINER-like”	1 or 2	100 – 350 一度に数 10 GHz 幅	数万 – 数 10 万 up to $> 10^8$	第 1 期
低～中分散・超超広帯域分光器 (集積超伝導分光器 ISS 技術) “DESHIMA-like”	1 or a few	220 – 440 この範囲を一括取得	500 – 1000	第 1 期
多天体分光器	～10 – 数 10	220 – 440 この範囲を一括取得	500 – 1000	第 2 期

高分散分光撮像装置の候補例

本白書の「星間物質と星形成」や「宇宙化学」などの分野からの科学的要求を踏まえると、非常に高い分散 ($R > 数 10 万$) 性能の達成が必須である。現時点での高分散分光撮像装置の仕様例を表 1.8 にまとめる。これらの仕様例を参考として、限られた総素子数を科学的要求から「ビーム数・周波数範囲」にどのように割り振るかの最適化、例えば、狭い周波数範囲でもビーム数を増やすほうがよいのか？それとも、限定的なビーム数であっても広い周波数範囲を観測できる capability が重要なのか？などのトレードオフの検討が必要である。なお、これら高分散分光

装置群は、ヘテロダイン技術によって実現されるものである。

表 1.8: 高分散分光撮像装置の候補例とその諸元

	ビーム数	周波数範囲 GHz	R	世代
Band3-7 マルチビーム受信機	数 10 – 100	100 – 350	数 10 万	第 1 – 2 期
	$\lesssim 1000$	一度に数 10 GHz 幅	up to $> 10^8$	
Band8-9 マルチビーム受信機	数 10 – 100	400 – 670	数 10 万	2 期
		一度に数 10 GHz 幅	up to $> 10^8$	

1.4.2 運用形態と焦点面の最適化

第 1.3.3 節で示した光学系案では、観測装置が配置される焦点面としてはカセグレン、ナスミスの 2 種類が想定されている。ナスミス光学系の焦点にはアンテナの構造等に由来する光経路の制限があり、大きな視野を取ることができない。一方で、カセグレン焦点には、広視野光学系を配置することが可能であるが、望遠鏡の仰角と同期して装置が傾くという欠点がある。これらにより装置の配置や仰角の運用制限が決まる。ナスミス焦点で確保したい視野の大きさにも依存するが、広視野カメラをカセグレン焦点に配置し、カセグレン焦点の視野の一部をピックアップミラー等によってナスミス焦点に導入することが基本的な考え方となる。このように視野を分割することによって、広視野カメラと他の装置での同時観測を行うことが可能になる。しかしながら、同一視野の同時観測は不可能となるため、科学的要求を踏まえた最適化の検討を進める。

1.4.3 共通技術

LST では、各装置に大きな光学系および広い観測帯域が要求され、これはそのまま各装置の光学素子 (真空窓、レンズ、光学フィルター) の大型化や広帯域化が要求される。それに伴って、光学フィルター類の大型化や反射防止の技術に更なる進展が要求される。

赤外線フィルター

主に直接検出器のように 1 K 以下の極低温に冷却するためには、光路を通して極低温ステージに降り注ぐ熱輻射をカットする赤外線フィルターが必要である。特に、望遠鏡の口径と視野が巨大化する LST においては、大きな赤外線フィルターが要求されるようになる。しかし、これまで一般的に用いられてきたメタルメッシュフィルター (Ade et al., 2006; Tucker & Ade, 2006) では、大きなフィルターを作ることにはまだ技術的な課題も残り、それ以上に高コストかつ入手性が良くない。この問題を解決するため、市販の安価な断熱材 (Styrofoam) を積層した RF-MLI

(Choi et al., 2013) が実現され、ミリ波帯はほぼ解決に至っている。さらに、最近になって、国内でも更なる調査が進められ(長沼ほか, 2022), 赤外線はカットするがサブミリ波帯まで通す発泡ポリエチレンが見つかり、今後の装置で要求される 1 m 程度の大きな赤外線フィルターも実現可能であると考えられる。

反射防止技術

光路に配置される光学素子は基本は誘電体で構成されるため、空気や真空との屈折率の違いから界面で反射が起き、観測能率の低下につながる。そこで、この界面での反射を抑制する反射防止技術が必要になってくる。この反射防止技術は、光学素子に適切な屈折率の膜を貼ることや光学素子の表面にサブ波長の構造を作ることによって界面での屈折率のジャンプを緩和することで実現されるが、装置の広帯域化によってこれまで以上の多層化や微細化が要求されてきている。既に、Pisano et al. (2018) や長沼他 (2022) では、平板誘電体に多層膜を貼ることでそれぞれ 68–680 GHz (反射損失 4%以下) や 130–710 GHz (同 2%以下) の帯域を実現しており、LST の各装置で要求されるような比帯域をカバーすることに成功している。しかし、まだ大型化やレンズなどの曲面に反射防止を施すことが課題として残っている。

1.4.4 直接検出器

検出器

直接検出器としては、主に Transition-Edge Sensor (TES) bolometer と Microwave Kinetic Inductance Detector (MKID) の 2 種類がある。TES bolometer を用いた多くの装置が 2000 年代から実績を上げており (例えば, SPT, SCUBA-2, PolarBear, ACT), 将来の CMB-S4 などの大型計画でも採用されている。また、近年になって MKID を用いた観測装置での科学運用も始まっており、実績を上げて来ている (NIKA2)。従って、検出器そのものとしては共に成熟してきていると言え、開発の焦点は後述する多色化や低分散分光のために検出器チップ上に集積された超伝導フィルター回路に移っている。

光学結合方式

光学系と検出器との結合方式としては、ホーンアンテナとレンズレットの 2 者が考えられる。各ビーム (画素) 毎にホーンアンテナ又はレンズレットを配置し、それぞれに応じた平面のアンテナを構成し、検出器に導入することになる。

ホーンアンテナは、利点は誘電体を使わないため反射防止が不要であることだが、原理的に比帯域が 2 倍程度しか取れない。製作方法としては、特殊形状のドリルを用いて金属加工で一つ一つ穴を開けていくだけでなく、最近

第 1. LST プロジェクトの全体像

ではエッチングやレーザー加工などにより多数の穴を開けたシリコン基板やアルミ板を積層することで断面形状を制御するアレイ製作技術も確立されている (Britton et al., 2010). ミリ波帯では技術が成熟していると言えるが, LST の目指すサブミリ波帯においては一層の小型精細化が要求されるため, 引き続き開発が必要であったり, 製造コストも含めた最適な技術の選別が必要である.

レンズレットは, 広帯域化が可能 (例えば leaky lens) な反面, 反射防止技術によって帯域が制限される. 従って, 効率良く個々のレンズレットに反射技術防止を行う技術が必要である. ミリ波帯では画素毎に反射防止膜を貼り付けたアルミナ製レンズレットを接着剤で貼り付けることに成功している (Nadolski et al., 2020). シリコン基板から超精密加工機やレーザー加工機で削り出したレンズレットアレイの例もある (e.g., Nitta et al., 2013; Yates et al., 2017). さらに, このレンズレットアレイに反射防止用のエポキシ樹脂を塗布して硬化させた後に再度精密加工機で加工した例なども報告されている (Mitsui et al., 2015). また, 反射防止コーティングをスプレーで塗布する方法なども開発されている (Jeong et al., 2019). 今後は, より小型精細化が要求されるサブミリ波帯においても, レンズレットの加工や反射防止膜の貼り付けや塗布の技術を確実にする必要がある.

光学フィルター

直接検出器の測定バンド (色) の定義には, 長らく検出器の前段に置かれた光学フィルターが用いられてきた. この役割は, 最近では, 後述のマルチクロイック技術やフィルターバンク技術等の超伝導フィルター技術によって置き換えられつつある. しかし, 依然として検出器のターゲットとする周波数帯以外の輻射をカットすることで熱負荷や迷光を最小限に抑えるために用いられており, その必要性は変わらない. さらに, 超伝導フィルター技術だけでは広帯域化ができない場合に, 光学フィルター (ダイクロイックフィルター) と組み合わせたハイブリッド方式をとることで観測帯域を広げることが可能な場合がある.

光学フィルターの最大の問題点としては, 大型化が難しいこと, 高コストであることが挙げられる. 前者は必要に応じて焦点面をより小型に分割することを要求するため, 装置全体の高コスト化につながる可能性がある. 後者については, 産業界で発展著しいフレキシブル基板技術を用いた簡便な製作方法 (Uno et al., 2020) によって低コスト化を図れる可能性が出て来たが, 今後のオンサイトでの実績が待たれる.

冷凍機

MKID や TES bolometer 等の極低温検出器をその動作温度 (0.1 K– 0.25 K) に冷却するために, 4K の機械式冷凍機と極低温冷凍機の組み合わせが用いられる.

極低温検出器の 4K までの冷却には振動の小さなパルスチューブ冷凍機が広く用いられているが, 重力方向からの傾き角によって冷却能力が落ちる問題点がある. 特に, サブミリ波カメラは望遠鏡と共に傾くカセグレン受信機

室に設置されるため、傾きに対応した冷凍機が必要である。既存の冷凍機でも望遠鏡の仰角を $> 20\text{--}30^\circ$ に制限することで大きな問題はないが、複数の冷凍機を組み合わせるなど、より傾きに強い冷却系の開発も検討項目の1つである (Tsan et al., 2021)。また、赤外線フィルターなどの強化によって熱負荷を下げることで冷凍機の冷却能力に余裕を持たせることも有効であるため、併せて検討する必要がある。なお、機械式冷凍機のコンプレッサーやヘリウム配管は、装置の消費電力や設置スペース等に大きな影響があるため、望遠鏡等からの制限によっても制約を受ける可能性があるため注意が必要である。

0.1 K まで冷却可能な極低温冷凍機は、現在、希釈冷凍機 (DR) と断熱消磁冷凍機 (ADR) が主流である。希釈冷凍機 (DR) は、冷却能力を大きく取れる反面、ヘリウムガスの配管や循環系が必要であったり、重力方向からの傾きに注意が必要である。(一部、冷却能力は小さいが重力方向に依存しないものもある。) 一方で、断熱消磁冷凍機 (ADR) は冷却能力は小さいものの、すざく衛星やひとみ衛星などの宇宙での動作実績もある通り、重力方向に依存しない。焦点面装置が設置される受信機室が望遠鏡の仰角と共に傾くかに応じて使い分けが必要である。また、検出器の側でも、極低温冷凍機への負荷を軽減するために、少しでも高い温度での動作を検討することが望ましい。

読み出し回路

MKID 検出器の発明を皮切りに、MKID と TES bolometer の両方において、1 本の同軸線で複数素子を GHz 帯で読み出す多重化読み出し技術が確立されつつある。MKID においては、1 対の同軸線による読み出しにおいて、4000 素子の同時読み出しがスペック上は実現されている (van Rantwijk et al., 2016)。同じく 4000 素子で TES と MKID 双方の読み出しに対応した SMuRF (Kernasovskiy et al., 2018) なども登場している。このように既に検出器種によらず技術的には大きなハードルはないと言える。しかし、現状ではまだ高コストであるため、産業界で広がりつつある FPGA と ADC/DAC を統合した RFSoc を用いたより低コストな読み出しの開発が進められている (Smith et al., 2022)。また、低温部 (4 K) で信号を増幅する GHz 帯のアンプ (LNA) については、成熟した技術でカタログ品を購入可能である。以上のように、読み出せる色数や画素数を決める最大の要因であるため、コスト的な観点から注視が必要である。

さらに、忘れてならないのは、冷凍機内の配線である。大量の同軸ケーブルや付随する減衰器などのコンポーネントによって装置内の配置の自由度が下がるため、装置の小型化やメンテナンス性の観点から注意が必要である。最近になって、商用のフレキシブルプリント基板技術を用いて GHz 帯用同軸線を多芯のフレキシブルケーブルで置き換えるようになってきた (Harris et al., 2012)。さらに、付随コンポーネントすらもケーブル上に実装したもの (丹羽他, 2022) なども登場しており、技術的な困難はないと考えられる。

同じ検出器種であれば分光装置や撮像装置を市販の GHz 帯のスイッチで切り替えて同じ読み出しシステムで読み出すことも可能である。これによって柔軟かつ効率的な装置構成や運用形態が可能になることが期待される。

1.4.5 広視野多色カメラ

PolarBear2 等の大きな焦点面を持つプロジェクトでは、これら検出器を一枚のシリコンウェハーのスケールに数百個から数千個並べた検出器アレイをモジュールとして、このモジュールを敷き詰めて並べることで 1 万画素以上を達成し、広視野を得ることに成功している。さらには、大量生産を目指して商用のファウンドリサービスによる製造委託の準備も着々と進められつつある (e.g. [Suzuki et al., 2022](#); [Kiuchi et al., 2020](#)). 今後の多画素化はこのようなモジュール方式を踏襲することで、大きな視野を埋めて行くことが期待される。

多色化に関しては、TES も MKID も検出器単体では周波数情報を得ることができないため、その前段に配置した光学フィルターによって色 (バンド) を定義する必要がある。従って、多色化するには、ダイクロイックフィルターを用いて光学的に複数の焦点面を作り、それぞれの焦点面に単色検出器を置く必要があり、装置が巨大化するという問題があった。この問題を解決する方法として、検出器チップ上に超伝導集積回路からなる周波数弁別フィルターを実装し、それぞれのフィルターで定義された色毎に個別の検出器で検出することで、多色で同時検出が可能なマルチクロイック技術が発明 ([Myers et al., 2005](#)) された。さらに、各フィルターとして狭帯域のバンドパスフィルターを採用し、これを多数連ねたフィルターバンクによる低分散分光も登場した ([Endo et al., 2019c](#)). これらの技術によって直接検出器においても周波数方向の情報を比較的自由度高く増やすことが可能になってきた。

既に、CMB の偏光観測では、ミリ波帯のマルチクロイック技術を用いた大型アレイ検出器による 2 色同時観測が進んでいる。

1.4.6 超広帯域面分光器

面分光の実現方法としては主に二つあり、技術の選択としては、結局は、有限な読み出しチャンネル数を面方向か分光方向に計算感度を持っていくかという選択に相当する。

一つ目は、Herschel SPIRE で実績を上げた広視野カメラと広視野フーリエ分光器 (FTS) を組み合わせた FTS カメラ方式である。この方式は単色検出器と FTS という比較的枯れた技術を組み合わせることで実現可能である上に、同時に大きな視野を観測できるという利点がある。しかし、FTS の鏡の駆動に必要な時間が経たないと分光できないことや、広い分光帯域に渡る全光子が一つの検出器に集中することで光子ノイズが増大することから、撮像素素当たりの感度が低い。また、地上からの観測では、大気の変動のタイムスケール (~ 1 Hz) よりも高速に鏡を駆動する必要性から駆動距離を短く抑えることになり分解力への制限につながる。視野の広さとの兼ね合いではあるが、例えば KISS ([Fasano et al., 2020](#)) や CONCERTO ([Concerto Collaboration et al., 2020](#); [Monfardini et al., 2021](#); [Catalano et al., 2022](#)) の分光計ミラーは、2.5 Hz 駆動で分解力 $R \sim 300$ を実現している。一方で、視野が広く取れることは、視野面内で大きく広がった大気放射を相関成分として除去できるため、近傍銀河や銀河団のような大きく広がった天体の観測に強みを発揮することが期待される。さらに、運用の自由度を高められるポテンシャルも持

つ. 例えば, 広視野多色カメラの一部にアドオン装置として FTS と補正光学系を取り付けることで, 観測モードを増やすことも可能になる. この場合, 光子が多色カメラの各周波数帯の検出器に分散されるため, その分だけ単色検出器を用いたときと比べて感度も向上する.

もう一つの方法は, 最近になって DESHIMA で実証された検出器チップ上に実装された超伝導フィルターバンク方式 (ISS, Endo et al., 2019c) である. 分光方向に超伝導検出器を並べるため, 空間画素数が少なくなる (広視野化が難しい) もの, 瞬時に分光できる強みがある. DESHIMA は ASTE 望遠鏡で 2019 年に試験観測が行われ, VV 114 の赤方偏移した CO($J=3-2$) 輝線など, 世界初となる超伝導フィルターバンク型分光計による天体観測に成功した (DESHIMA, Endo et al., 2019a). DESHIMA は 2023 年度以降に本格的な天文観測が ASTE 望遠鏡で開始される見通しであり, 初期宇宙の爆発的星形成銀河に対する赤方偏移決定や, 運動学的スニヤエフ-ゼルドビッチ効果の検出などで成果が期待される (Taniguchi et al., 2022; Rybak et al., 2022). また, 検出器チップの性能改善も進んでおり, マイクロストリップ線路を用いたフィルター設計によって, 高赤方偏移銀河の CO/[CII] 輝線の検出に必要な分解力 $R \sim 1000$ を実現する検出器チップの開発も進んでいる (Pascual Laguna et al., 2021a) が, 今後は特に輝線観測に重要な, 周波数でのナイキストサンプリングを実現する高密度かつ高品質なバンドパス特性を持つフィルターバンクの製作技術開発がカギである. 超伝導フィルターバンク技術を使った広帯域・低分散分光計は, メキシコ LMT 50 m 望遠鏡での運用を目指す SuperSpec (e.g., Karkare et al., 2020) も開発が進んでおり, 今後は DESHIMA とともに科学観測での成果創出が期待される.

1.4.7 偏波計

一般的には, CMB 観測で多くの実績があるように, 広視野カメラの光路に, 半波長板を追加することで実現される.

広視野カメラの検出器で採用されている平面のシニュアスアンテナや偏波分離器 (OMT) によって両直交偏波を受信可能である. しかし, 低周波雑音・系統誤差を除去するためには, 偏光角を変調する半波長板 (HWP) を 1 Hz 程度で回転させる必要がある. 加えて, 半波長板の回転ブレや温度変動を抑えることでより高精度化を目指すには真空下や低温環境化で動作させることが望ましい.

現状では, まず半波長板の大型化および広帯域化が課題である. さらに, 大型化する半波長板を検出器ステージの揺動を抑えつつ低温環境下で回転させる技術の発展も必要になる. 直線偏波撮像は, 天文観測よりも宇宙論実験での到達精度が高いので, 宇宙論実験からの開発と較正の知見を積極的に導入する必要がある. 前景放射である銀河系内物質からの放射の除去および除去された成分の解析において, 近年, 星間物理学と宇宙論実験の交流が盛んになりつつある (第 5 章 p.203 参照). 従って, 広視野多色カメラの全帯域に対応した半波長板を実現できるまでは, 本白書「星間物質と星形成」で論じられている科学的要求をもとにカメラの一部の視野にのみ偏波計を搭載するな

ど、実現性の高いものから段階的に強化する。

1.4.8 キャリブレーション

搭載装置の精度を決めるのは、最終的にはキャリブレーション精度である。ここでは装置単体での較正について述べるが、望遠鏡や光学系を含めた較正については、科学運用プラン (第 §1.6 節) も参照されたい。

装置単体の線型性や強度の較正は、天体 (と前景の大気) 観測時と同等のレンジの強度 (温度) の黒体をかざすことで行われる。しかし、観測条件によって大気温度が数十 K の低温から 300 K に渡るため、高い較正精度の実現には広い温度域に渡る複数の温度の黒体を用いた較正 (多温度較正) が必要である。Planck, Herschel, KISS などでは、冷媒や冷凍機によって冷却された黒体を検出器に見せることでこれを実現している。しかし、大型の装置には大型の冷却黒体が必要となり、それだけ装置の大型化や高コストにつながる。一方で、冷凍機を必要としない室温のグレーボディーを用いた安価な多温度較正装置も考案・実証されている (Takekoshi et al., 2018; Oshima et al., 2018)。ただし、グレーボディー自体の 1 次較正が必要になる。そこで、冷却黒体を 1 次キャリブレータとして用い、装置毎・日々のキャリブレーションに用いるグレーボディー (2 次キャリブレータ) を較正するというハイブリッド方式を採用することでコストを抑える等の検討が必要であろう。そもそも星間分子の存在比を輝線強度比から精密定量したり、連続波放射の放射機構を特定するためにスペクトル指数を精度良く決めるには、高い精度の信号強度較正が必要である。さらに星間塵の化学組成に観測的制限をつけるなどの研究では、偏波率スペクトル指数の超精密定量も必要となる。これらの科学的要求を踏まえると、二温度較正法の導入は必須である。

また、低分散分光計である DESHIMA においては、MKID のダイナミックレンジの広さを利用した大気からの熱放射を用いたキャリブレーション方法が、提案・実証されている (Takekoshi et al., 2020)。大気放射モデルを仮定したうえで、観測装置による大気 Opacity 測定と可降水量の測定データから、検出器応答特性を確立する手法であるが、今後は大量の大気測定データを取得することで、系統誤差を詳細に検討する必要がある。

1.4.9 ヘテロダイン受信機：超高分散分光器

ヘテロダイン受信機は主に、入力光学系、ミキサ、中間周波数アンプ、局部発振器系、分光計から成り立っている。アンテナからの観測信号は入力光学系を経て、冷却された超伝導ミキサ (SIS) に入力される。非線形素子である SIS ミキサで観測信号に局部発振器信号が加えられるとマイクロ波帯の信号に下方周波数変換 (ダウンコンバージョン) されるため、マイクロ波帯の中間周波数アンプにより増幅した後に分光計で分光される。これまでに ALMA 望遠鏡の受信機開発で多くの技術が蓄積され、また新たに開発が進められている。LST 計画では、これらの技術を基盤として、より広い帯域を同時にカバーすることや、多画素化 (マルチビーム化) が求められている。以下にこれらの技術について概観する。各技術のより詳細な情報は ALMA2 Project の白書も参考にされたい。

広帯域化

ヘテロダイン受信機の広帯域化には、主に非線形素子、中間周波数アンプ、分光計の広帯域化が必須となってくる。観測帯域を複数に分割することで各コンポーネントの広帯域化の条件を緩和することが可能である。まず、導波管を用いたマルチプレクサによって観測帯域を複数に分割し、それぞれを別々の SIS ミキサに入力することで観測帯域を広げることができる。さらに、分割された個々の帯域内でも、高臨界電流密度超伝導 SIS ミキサと市販の中間周波数帯アンプを一体化することで中間周波数帯で 3–18 GHz の帯域を実現している (Kojima et al., 2017)。これらの技術によって、ALMA 望遠鏡のバンド 7 と 8 の 2 バンドにまたがる 275–500 GHz の帯域を単一の受信機でカバーすることに成功している (Kojima et al., 2018a)。また、導波管技術に加えて、直接検出器同様に光学フィルター (ダイクロイックフィルター) や検出器上の平面回路フィルターをも併せて用いることで、より広い帯域を実現することも可能になることが期待される。さらには、マルチビーム受信機に用いられる多くの分光計を活用し、GHz 帯のスイッチで切り替えて接続して各広帯域 SIS の帯域をカバーすることで、LST のほぼ全観測帯域に渡ってワンショットで分光することも原理的には可能であり、検討に値する。

広帯域化された SIS ミキサやアンプの出力を一度に分光できる分光計の開発も進められている。例えば、120–360 GHz をカバーする LMT-FINER 計画 (田村他) 用に開発されている、中間周波数帯で 20 GHz の帯域を持つ広帯域デジタル分光計が完成すれば、個々の広帯域 SIS ミキサを分光計一つで読み出すことができるようになる。また、直接検出器の読み出し系と同様に、産業界で急速に発展する RFSoc ボードを用いた低コストかつ広帯域な分光計を開発している例もあり、分光計の選択肢の一つと考えられる。

マルチビーム化

アレイの規模が 100 画素と 1000 画素とではテクノロジーに大きなジャンプがあるので注意が必要である。100 画素規模であれば、単一ビームのモジュールを並べた 350GHz 帯で 64 画素を持つ SuperCam (Groppi et al., 2008) の延長線上で考えることが可能である。

一方で、1000 画素規模になると、単一ビームのモジュールを並べるだけでは、小型化が難しいだけでなく、冷却能力や組み立て・保守の観点からも困難になる。将来の 1000 画素を目指したプロトタイプとして、Kilopixel Array Pathfinder Project (KAPPA, Wheeler et al., 2014) によって、小型化された 16 画素モジュールの開発が行われている。さらには、直接検出器で実績のある平面集積回路型を応用した超伝導マルチビーム受信機の開発が進められている (Shan et al., 2020)。既に、シリコン基板上に SIS ミキサ超伝導回路、平面基板上直交偏波分離器 (OMT) を集積し、これらに局部発振信号を分配する導波管回路を組み合わせることで、2 mm 帯 (125–164 GHz) におけるマルチビーム化の実証が行われている。

冷却系への負荷を減らすための試みとしては、SIS ミキサを用いた低消費電力アンプの開発が進められている。

SIS ミキサによる上方周波数変換 (アップコンバージョン) と下方周波数変換 (ダウンコンバージョン) のそれぞれで利得が得られることから、アンプとして働くことが原理実証された (Kojima et al., 2018b). 技術的には未だ多くのクリアすべき点があるが、今後の実用化やチップ化が待たれる.

冷凍機

光学窓からの輻射熱, 冷却アンプの発熱, 配線からの熱流入を賄って約 4K で安定した冷却環境が必要になる. 64 画素の SuperCam では, 冷却能力 1.5 W の 4K GM 機械式冷凍機に加えて, 大量の同軸ケーブルによる熱流入抑制のために 12K ステージおよび 40K ステージを冷却するために機械式冷凍機を追加している. 従って, 100 画素規模までは現在の冷凍機技術で冷却能力およびサイズの観点から実現可能である.

一方で, 1000 画素規模ともなると, SuperCam からの単純スケールで約 30 台もの冷凍機が必要である. すると, 観測装置本体のサイズの巨大化はもちろん, 大量のヘリウム配管を通すスペース, 冷凍機のコンプレッサー (最大消費電力 8kW 級) を設置するための大きくかつ排熱能力の高い部屋が要求されるが, これらは非現実的である.

従って, 直接検出器と同様の熱負荷対策はもちろん, 冷却アンプの低消費電力化や冷却能力の増えるより高い温度での低ノイズ動作の実現などが不可欠である.

ミキサー

ヘテロダイン検出は, ミキサーとアンプの組み合わせによって実現されるが, 周波数帯に応じて組み合わせが変わってくる. サブミリ波帯では, 超伝導ミキサ (SIS) で検波した後のマイクロ波を中間周波数帯 (HEMT) アンプで増幅している. 一方で, ミリ波帯では, HEMT アンプの高周波化が進み, 天体信号を直接 HEMT アンプで増幅した後に半導体ミキサーで検波することができるようになってきている. 従って, 広帯域化やマルチビーム化への適性の観点からこれら 2 者の技術を選択して用いる必要がある.

また, ヘテロダイン検出で用いる局部周波数の上下両側の周波数帯 (USB, LSB) を分離区別して検出するにはミキサーを 2 つ用いるサイドバンド分離方式 (2SB 方式) が用いられる. その際に, 一方のサイドバンドから他方に混入する信号を除去する性能 (イメージ・リジェクション比) を上げるには, 2 つのミキサーを含むアナログ部の特性のアンバランスを抑える必要があるため, 製造の均一性が要求される. 最近になってアナログ部の変更を伴わずにデジタル的にアンバランスを補償することでイメージ・リジェクション比を向上させる技術が実証されており, より高いイメージ・リジェクション比の実現, または製造への要求の緩和が期待される (Rodriguez, R. et al., 2018).

分光計

広帯域化の項でも述べたように、観測帯域は SIS ミキサや中間周波数アンプの性能にも依存する。これらの広帯域化が進みつつある現状では、ヘテロダイン受信機の分光性能は、実質的には分光計の能力で決まる。分光計に対する要求性能を見積もるため、図 1.20 に第 2 章以降のサイエンスケースで挙げられたヘテロダイン受信機による観測計画の一覧と求められる帯域幅・速度分解能をまとめた。科学的要求から技術的要求への更なる精緻化は必要ではあるが、(1) 周波数方向に無バイアスなラインサーベイを実現する 30 GHz 程度の広帯域、(2) 主だった輝線の同時観測を可能とする複数のベースバンド、(3) 最高 0.05 km s^{-1} 程度の高い速度分解能への期待が高いとわかる。これらと 100 を超えるビーム数を踏まえると、現在の代表的な単一鏡で使用されている分光計と比べ、総帯域幅と総チャンネル数の双方で、2 桁以上上回るものが必要となると予想される（図 1.21）。ただし、ALMA 等大型干渉計の相関器まで含めて考えると、原理的には現在の技術でも実現可能であり、2030 年代前半までのプロセッサ性能の向上を想定すれば、100 ビーム程度であれば性能面・コスト面・消費電力の面での困難はさほどないと思われる。ただし、マルチビーム化と広帯域化により分光計への入出力のデータレートが非常に高くなると予想される（例えば 4bit サンプリングの場合、分光計入力データレートは $320 \text{ Gbit/s/beam/pol}$ ）。冷却受信機からの読み出しについて、今後の要素技術の開発が必須となるほか、データ転送については他の大型計画の手法を参照しつつ、複数の焦点面装置が搭載されるという LST の特徴を踏まえた、伝送方法の規格化や検討が重要となる。

	セクション	テーマ	観測対象	おもな輝線	帯域幅 (GHz)	速度分解能 (km/s)	感度 (K)
IMBH	4.3.7	分子雲に着目した中間質量ブラックホールの探索	CMZ	HCN J=4-3		2	0.2
	5.2.1	銀河系内の分子雲の分布と性質	系内分子雲				
	5.2.2	分子雲の全体的性質 (100-10pc スケール)	系内分子雲	^{12}CO , ^{13}CO , C^{18}O , HCN とその高励起遷移		0.1	
	5.2.3	分子雲の形成と進化	微小分子雲				
	5.2.4/5.2.5	分子雲中の高密度構造・フィラメントの性質	系内分子雲	Cl や CO (とその同位体), N_2H^+ , H^{13}CN , H^{13}CO^+		0.05	
	5.2.6	分子雲の破壊	系内星形成領域	Cl や CO (とその同位体)			
	5.2.7	星団形成	系内星団形成領域	CO			
	5.2.8	分子雲衝突	系内分子雲	CO (8-7) などの高励起線			
	5.2.9	異なる環境の分子雲 1. 銀河中心	CMZ	複数の光学的に薄い輝線			
	5.2.10	異なる環境の分子雲 2. 高銀緯/低金属量環境	高銀緯分子雲・LMC/SMC	CO			
ISM	5.3.1	分子雲コアの構造と進化	系内分子雲				
	5.3.2	分子雲コアの質量関数と星の初期質量関数	系内分子雲				
	5.3.5	大質量星形成	系内大質量星形成領域	DNC/HNC			
	5.4.3	超新星爆発と星間物質の相互作用	系内大質量星形成領域				
Solar	6.2.2/6.2.3	金星大気における長期時間変動、惑星大気における突発現象	太陽系内惑星				
	6.3.5	彗星のタイムドメイン観測	彗星				
Astro Chem	7.2.2	小質量原始星エンベロープの化学的多様性と時間変動	系内小質量星形成領域	有機分子、炭素鎖分子、イオン分子輝線			
	7.2.3	星形成領域における、マイナー分子種の高感度観測	系内星形成領域	$^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$, HCO^+ , CH_3D , H_2D^+ , HDO , D_2O , CH_3D , DCO^+ , NH_2D 等重水素含有分子			
	7.2.4	大質量星形成領域の化学的多様性	Hot Core/Hot Corino				
	7.2.6	銀河系内分子雲の広域・多輝線マッピング	系内分子雲		32		
	7.2.7	銀河系内の同位体組成分布	系内分子雲	$^{29}\text{Si}/^{28}\text{Si}$, $^{30}\text{Si}/^{28}\text{Si}$			
	7.2.8	銀河系外縁部の分子雲探索	銀河系外縁部	CO, [C], CO 同位体, HCN, CS, CH_3OH			
	7.2.9	マゼラン雲の星形成領域の星間化学	大小マゼラン雲の分子雲				
	7.2.10	CO 同位体置換種を用いた銀河における星の初期質量関数の推定	近傍 ULIRG や LIRG	$^{13}\text{CO}/^{12}\text{CO}$	32		
	7.2.11	近傍銀河の分光・撮像観測	近傍銀河	CO, HCN(1-0), $\text{HCO}^+(1-0)$, CH_3OH , N_2H^+ , H^{13}CN , H^{13}CO^+	30	5	0.002

図 1.20: 第 2 章以降のサイエンスケースで挙げられた、ヘテロダイン受信機を用いた観測計画の一覧およびその分光性能に対する要求。これを踏まえ、本項では LSB・USB の両サイドバンド合計で 32 GHz の帯域幅（両偏波合計 64 GHz）と合計チャンネル数 2^{16} （32 GHz 同時観測時の周波数分解能 $\sim 500 \text{ kHz}$ を想定）を基本性能と見積もった。

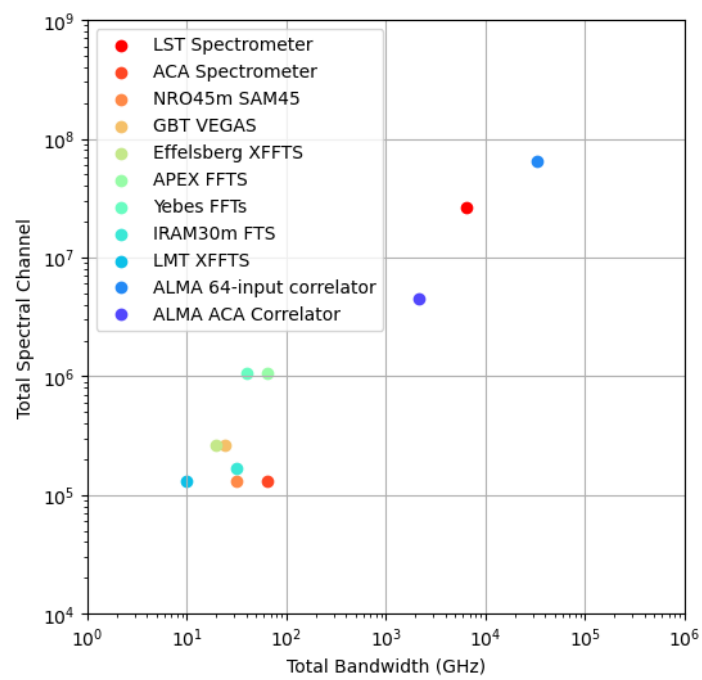


図 1.21: 現在の代表的な単一鏡で使用されている分光計の性能. 横軸に総帯域幅 (GHz), 縦軸に総チャンネル数を示した. また, 比較のために ALMA 相関器 (64-input 相関器, ACA 相関器) の値も示した. LST の分光計に求められる性能は, 現時点の単一鏡用分光計の性能を 2 桁以上上回り, ALMA 相関器と同程度であることがわかる.

1.5 データ処理

LST では ALMA と同様に観測所によるサービス観測（キュー観測）が基本方針として想定されている（第 1.6 節）。そのため、観測後のデータ処理、すなわちデータの品質保証（Quality Assurance: QA）・解析・アーカイブの方針も ALMA を踏襲することが望ましい。一方、単一のヘテロダイン受信方式を採用する ALMA と異なり、LST では異なる検出方式・分光方式からなる複数の装置による観測を想定しており（第 1.4 節）、観測モード・キャリブレーション方式也多岐にわたる。装置によっては、キャリブレーションやデータ解析そのものが研究課題となる場合もあり、装置に応じた柔軟なデータ処理の枠組みが求められるだろう。加えて、広視野・広帯域観測の帰結として、取得データのデータサイズは従来の単一望遠鏡の数桁、ALMA と比べても 1 桁以上高いペタバイトスケール（ $\sim 10^3\text{--}4$ TB；年単位）に達することが予想される。こうしたビッグデータへのユーザのアクセスや長期間のアーカイブには、可視光・赤外線望遠鏡で先行して採用されているようなクラウドベースの仕組みが求められるだろう。

以降では、本書で検討されている焦点面装置（第 1.4 節）・科学運用プラン（第 1.6 節）を想定したデータフローとデータサイズを概観し、これを踏まえたデータ解析・アーカイブの方針と課題を述べる。なお、PI 持ち込み装置による確約時間観測（Guaranteed Time Observation: GTO）でサービス観測がおこなわれる場合における質保証については、今後、議論を行う。

1.5.1 データフローと品質保証

まず、装置観測からデータ配布（例えば FITS ファイル）までのデータ処理の手順（データフロー）を概観する。データフローの各ステップでは、感度・視野・キャリブレーション精度などに基づくユーザの科学要求をデータが満たすかどうかを都度確認するため、品質保証（Quality Assurance: QA）と密接に関連する。LST 単体のデータフローでは、ALMA の QA⁶を踏襲することを想定している。すなわち、データ取得の直後から配布データへのユーザフィードバックまでを QA0–QA3 のステップとして定義する方法である。

QA0 科学観測の最中または直後での、観測オペレータによる**観測データ**の早期チェックのステップ。観測データが（2次）キャリブレータによって正しく較正され、データ欠損等の異常がないことを確認する。ただし、データサイズが巨大なため（第 1.5.3 節）、パイプラインプログラムなど人の手を介さないチェック体制も検討する。

QA1 科学観測とは独立に装置の線形性や強度較正を行うための**キャリブレーションデータ**を取得するステップ。

QA2 QA0 をパスした（複数の）観測データと QA1 で取得したキャリブレーションデータを使い、較正やフラグ処理を経た**較正済みデータ**（ALMA の calibrated measurement set に相当）を生成し、解析（イメージング）による**配布データ**がユーザの科学要求を満たすかを最終チェックするステップ。較正済みデータと配布デー

⁶<https://almascience.nao.ac.jp/documents-and-tools/cycle9/alma-technical-handbook>

タはアーカイブに登録される（第 1.5.5 節；データ公開ポリシーなどは第 1.6 節を参照）。ただし、データサイズが巨大なため（第 1.5.3 節）、較正済みデータをユーザに直接提供せずクラウドベースの解析環境を提供するなどの、ビッグデータへの対応も検討する（第 1.5.4 節）。

QA3 ユーザへのデータ配布後に生じた問題をフィードバックするためのステップ。

1.5.2 データ形式

ここでは、LST が取得する主なデータ形式を概観する。なお、ここでのデータは第 1.5.1 節の**観測データ**に相当するものである。ただし、LST 単体で取得するデータ（分光撮像データ・一点分光データ）については、**較正済みデータ**も同様な形式となることが想定されている。

分光撮像データ On-the-fly (OTF) 観測とも呼ばれる、アンテナを駆動（スキャン）しながらカメラやヘテロダインアレイでの観測を行うことで観測領域を分光マッピングしたデータである。各素子は観測時刻ごとに異なる天球面座標 $(\alpha(t), \delta(t))$ を観測し、出力は時系列データとして保存される。スキャンの前後では、ポインティング観測や強度較正のための標準天体観測・室温黒体測定もあわせて行われる。全ての素子の時系列データを、キャリブレーションとノイズ除去ののち結合することで、3次元の分光撮像キューブを配布データとして得る。LST で最も多く取得されるデータ種別であると考えられる。

一点分光データ Position-switching (PSW) 観測とも呼ばれる、一般に点源とみなせる観測天体とブランクスカイの 2 点間の観測を交互に複数回行うことで得られた分光データである。分光撮像データと同様、この他にポインティング観測や強度較正のための標準天体観測・室温黒体測定もあわせて行われる。キャリブレーションののち 2 点間の出力の差分を取ることでノイズ除去を行い、1次元の分光スペクトルを配布データとして得る。

干渉計データ ALMA と結合し、干渉計の一素子として複素ビジビリディを得るためのデータである。受信機出力は、アナログ/デジタル変換ののち光ファイバによって ALMA 山頂施設 (AOS) に伝送され、ALMA アンテナの受信機出力との相関処理が行われることを想定している。以降のデータ処理は ALMA の枠組みのもと行われるだろう。

VLBI データ VLBI の一観測局として複素ビジビリディを得るためのデータである。受信機出力は、アナログ/デジタル変換ののち観測所のハードディスクに記録することを想定している。ALMA Phase-up Project (APP) の一部として参画し、ALMA 山麓施設 (OSF) に光ファイバで伝送したのち、ハードディスクに記録する方法も考えられるだろう。

キャリブレーションデータ 種々の装置の線形性や強度較正を行うためのデータである。例えば、室温黒体測定自体の較正に使われる冷却黒体（第 1.4 節）の測定や、ラジオメータによる水蒸気量の測定などが想定されている。これらはサイエンス観測とは独立したデータとして提供・アーカイブされ、装置の長期間のトレンドの補正や、キャリブレーション・データ解析手法の改善にも用いられるだろう。

1.5.3 データサイズ

観測データ（と較正済みデータ）のビッグデータ化は一般に次世代望遠鏡計画の大きな課題であり、LST も例外ではない。以下では、LST の観測データのうち最も大きな割合を占めるであろう分光撮像データに対してデータサイズを検討している。観測装置が持つ素子数を N_{element} （～空間ピクセル数 × 分光チャンネル数 × 偏波数）、各素子のデータ出力レート（サンプリングレート）を f_{sample} とすると、装置全体でのデータレート ρ_{obs} は以下の通りに概算できる⁷。

$$\frac{\rho_{\text{obs}}}{\text{GB hr}^{-1}} \sim 3 \times 10^{-5} \left(\frac{N_{\text{element}}}{1} \right) \left(\frac{f_{\text{sample}}}{\text{Hz}} \right) \quad (1.1)$$

表 1.9 は、焦点面装置（第 1.4 節）の典型的なデータレート（1 時間当たりのデータサイズ）を示したものである。特に多色連続波カメラでは一晩（8 時間）で 20–30 TB のデータが取得される。これは、可視光・近赤外望遠鏡が取得するデータサイズ（30 TB；[Kremer et al. \(2017\)](#)）と同等であり、ALMA が一年間当たり取得するデータ（200 TB；ALMA Cycle 9 Technical Handbook）の 10% をわずかに一晩で取得することに相当する。

表 1.9: 分光撮像データ（観測データ）における典型的なデータレート

装置	N_{element}	f_{sample} (Hz)	ρ_{obs} (GB hr ⁻¹)	備考
低-中分散・超広帯域分光器	10^3	10^2	3×10^1	ビーム数 2, 分光点数 5×10^2 を仮定
高分散・広帯域分光器	10^6	10^1	3×10^2	ビーム数 10^2 , 分光点数 10^4 を仮定
多色連続波カメラ	10^6	10^2	3×10^3	-

一方、配布データは一般に較正済みデータの時間積分によって得られるため、データサイズは観測領域の大きさや分光点数などに比例する。以下では、分光撮像データの配布データである、3 次元の分光撮像キューブに対してデータサイズを検討している。観測領域の大きさを Ω_{obs} 、観測装置が持つ分光点数を N_{spec} 、分光帯域のうち最大の観測周波数を f_{obs} とすると、データサイズ s_{product} は以下の通りに概算できる⁸。

$$\frac{s_{\text{product}}}{\text{GB}} \sim 3 \times 10^{-7} \left(\frac{f_{\text{obs}}}{\text{GHz}} \right)^2 \left(\frac{\Omega_{\text{obs}}}{\text{deg}^2} \right) \left(\frac{N_{\text{spec}}}{1} \right) \quad (1.2)$$

⁷データ型が倍精度浮動小数点数の場合。また、ここでのデータレートはデータストレージに保存されるデータを指しており、デジタル分光計のような信号処理部への入力データレート（第 1.4.9 節を参照）とは異なることに注意。

⁸データ型が倍精度浮動小数点数の場合。また、マップはラスタースキャンで取得しており、最大観測周波数においてナイキストサンプリング（ビームサイズの 1/2 のグリッド間隔）となることを仮定している。低周波数ではオーバーサンプリングとなることに注意。

表 1.10: 分光撮像キューブ（配布データ）における典型的なデータサイズ

装置	Ω (deg ²)	N_{spec}	f_{obs} (GHz)	s_{product} (GB)	備考
低-中分散・超広帯域分光器	100	5×10^2	350	2×10^3	-
高分散・広帯域分光器	100	1×10^4	350	4×10^4	-
多色連続波カメラ	100	1×10^1	350	4×10^1	-

表 1.10 は, 焦点面装置（第 1.4 節）を使った 100 平方度観測の場合の典型的なデータサイズを示したものである。特に高分散・広帯域分光器では配布データであってもデータサイズがテラバイトスケールに達することが分かる。さらに, 時間領域天文学を想定した反復観測の場合, 上記に加えて時間分解能に比例したデータ個数の増加も大きな課題である。

以上より, LST で取得されたデータを個々の研究者が手元で, あるいは国立天文台のデータセンタのような共同利用計算機上で, 一から解析したり保存したりすることはもはや困難であることが予想される。第 1.5.4 節で詳しく述べるが, ユーザが観測データに直接触れることなくデータ解析や配布データの作成ができるクラウドベースの仕組み, あるいはオフラインでのデータ解析のために観測データをより小さな観測領域・周波数範囲・時間範囲で切り出して提供する仕組みが必要になるだろう。

1.5.4 データ解析

LST におけるデータ解析とは, QA2 またはユーザサイドで較正済みデータから配布データを生成する処理のことである。ここでは, LST 単体で取得するデータ（分光撮像データ・一点分光データ）について概観する。これらのデータは, 観測領域（いわゆる ON 点）および参照領域（いわゆる OFF 点）のスペクトルからなる時系列データであり, 主に以下の処理を通して配布データを生成する。

大気放射除去 一般に観測スペクトルと参照スペクトルの差分を取ることでサブミリ波で卓越する大気放射成分を除去し, 天体信号のみのスペクトルを得る処理。合わせて, 多項式フィットなどによるスペクトルのゼロベースライン補正を行う。空間ピクセル数が十分大きい場合は, スキャン観測を高速に行うことで, 時間空間上で天体信号を高周波数に変調できるので, 参照領域の観測なしに大気放射成分の差し引きが可能な場合もある。

イメージング ユーザが定義した分光撮像キューブの均一な座標グリッドに対して, 不均一な座標値を持つ（大気成分除去済み）天体信号スペクトルを畳み込むことで時間積分された分光撮像キューブを得る処理。一点分光データの場合は, 単に天体信号スペクトルを時間平均することで 1 次元分光スペクトルを得る。

ビッグデータの問題（第 1.5.3 節）に対応するため, データ解析は観測所に附属するデータセンタ, すなわち QA0–QA2 のデータを保存するストレージおよび計算機リソースを提供する環境で行うことを想定している。データセンタは観測所が自前で持つことも, Vera C. Rubin Observatory のようにクラウド上（Amazon Web Service や Google

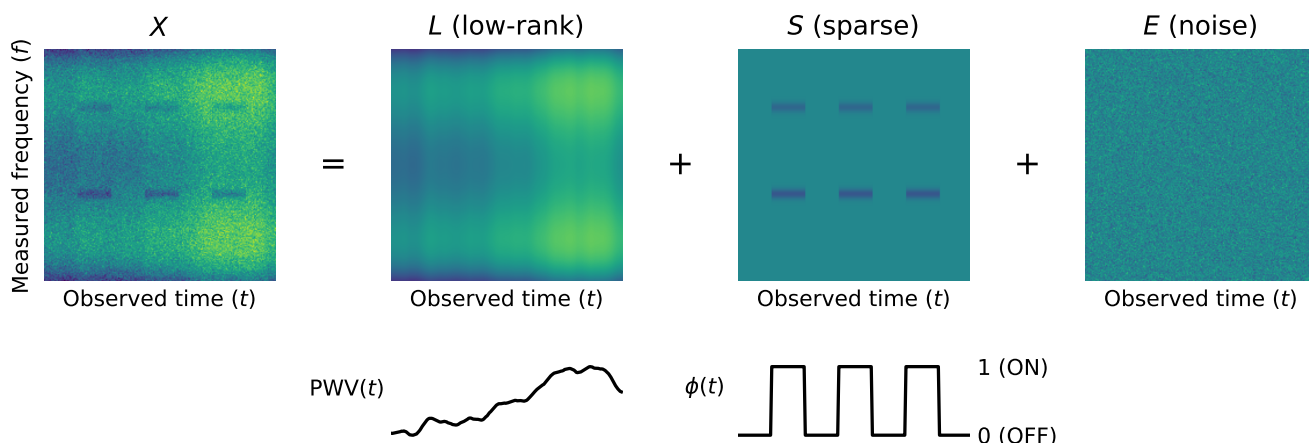


図 1.22: 一点分光観測の時系列データ (X) をスパースモデリング (低ランク-スパース行列分解) によって大気放射成分 (L) と天体信号 (S) に分解する新しい解析手法. 観測スペクトルと参照スペクトルの差分を計算しないため, $\sqrt{2}$ 倍のノイズレベルの悪化が原理的に発生しない (Taniguchi et al. (2021a) より転載). ©AAS. Reproduced with permission.

Cloud) にホストすることも選択肢として検討を進める. 実際の処理に必要な機能は電波望遠鏡汎用データ処理ソフトウェア (CASA) で既に提供・アップデートされているため, 較正済みデータは CASA に対応するフォーマットで提供することが望ましい. ただし, ビッグデータの問題や装置ごとに最適なキャリブレーションやデータ解析を提供する観点から, CASA の現行のフォーマット (MeasurementSet v2⁹) では不十分な場合も多い. 次世代の CASA データ処理基盤 (CASA Next Generation Infrastructure: CNGI¹⁰) では, メモリに乗り切らないデータの並列処理に対応した xarray (Hoyer & Hamman (2016)) を採用することを予定しているため, 装置開発と並行して次世代フォーマットへの対応を検討するべきだろう. また, データ科学に基づく新しいデータ解析手法 (例えば Taniguchi et al. (2020, 2021a)) によって, 単位観測時間当たりのノイズレベルの改善や天体観測効率を向上させる方法も合わせて検討する. 例えば, Taniguchi et al. (2021a) ではスパースモデリングを応用することで, 大気成分除去で従来生じていた $\sqrt{2}$ 倍のノイズレベルの悪化をなくすことに成功している (図 1.22). これらの解析パッケージはすでに xarray に対応しており, 次世代フォーマットと親和性も良い. 新しいデータ解析手法に必要な機能を将来的に組み込めるよう, 次世代フォーマットの実装である CNGI の開発者と早期に連携する予定である.

一方, ユーザサイドにはウェブブラウザや API を通してデータセンタにアクセスするサイエンスプラットフォームを提供する. このような仕組みは, Vera C. Rubin Observatory の Rubin Science Platform (RSP¹¹) で先行して実現している. 例えば, ユーザは Jupyter Notebook のような対話的解析環境をウェブブラウザで立ち上げ, データを手元にダウンロードすることなくデータ解析が実行できるようになるだろう. また, このように観測データや較正済みデータを一元化することでデータフォーマットのアップデートや装置の長期間のトレンドの補正などが容

⁹<https://casa.nrao.edu/Memos/229.html>

¹⁰<https://cngi-prototype.readthedocs.io/en/latest/index.html>

¹¹<https://data.lsst.cloud/>

易に行えるため、最新のキャリブレーション・データ解析手法を都度ユーザに提供できるだろう。

1.5.5 データアーカイブ

LST におけるデータアーカイブは、較正済みデータと配布データをデータベース化し、PI および一般ユーザへ提供する仕組みのことである。データ解析と同様の課題から、これらはサイエンスプラットフォームを通して公開されることを想定している。LST では広視野撮像に基づくサーベイ観測が大きな割合を占めるため、異なる PI 同士の観測領域が重なる（連続する）、あるいは異なる時刻での観測が複数存在することが従来の単一鏡以上に頻繁に起こりうる。このようなデータを PI および第三者が最大限活用するために、データベースは Virtual Observatory (VO¹²) に対応するよう構築すべきだろう。これによって、HiPS や Aladin のような VO インターフェースからのアクセスや、国立天文台の Japanese Virtual Observatory (JVO¹³) と連携しウェブブラウザ上で配布データの切り出しやダウンロードが可能となるとともに、多波長データとの連携がこれまで以上に容易になることが期待される。

¹²<https://ivoa.net/>

¹³<https://jvo.nao.ac.jp/>

1.6 科学運用プラン

1.6.1 コンセプト

LST の科学運用計画が目指すのは、LST が共同利用観測装置としての役割を果たしつつ、その科学的なアウトプットを最大化することである。科学運用計画は LST の科学観測の実行についてはもちろんのこと、ユーザーからの観測プロポーザルをその科学的価値に基づいて評価、実行し、PI に（あるいは最終的にはアーカイブを通じコミュニティに）データを配布する、という一連のプロセスをカバーする。各項目をより具体的に挙げれば、観測プロポーザルの公募から始まり、その評価プロセスのマネジメント、採択されたプロジェクトのスケジューリングと観測の実行、それに続く取得データの品質保証、データ配布とデータ・アーカイブ化、さらには各々の段階でのユーザーサポートとなる。

LST がユーザーに提供する科学観測の種類、すなわち観測モードは、本白書で述べられているような LST に期待される多様なサイエンスケースを実現すべく、第 1.4 節で詳述されたような観測装置ごとの特色とその開発段階、観測所が実施する評価・実証試験の結果に基づいて決定される。とりわけ、アルマとの相補性を活かし、高いシナジーを実現するための、アルマへの組み込みモードも LST の重要な観測モードの 1 つとなる。このアルマ組み込みモードとしては、LST を単一鏡として運用することでゼロベースラインデータを取得する Total Power モード、アルマのアレイに組み込み LST を干渉計素子として利用する Array モード、あるいは LST を VLBI ネットワークに組み込み、大集光力を備えた VLBI 局として利用する VLBI モードが考えられる。Array モードの定量的な検討については第 A.2 節を参照されたい。

なお、LST で行われる科学観測のスケジューリングについては、アルマ同様にサービス観測・キュー観測を基本とすることで、可降水量や風速、大気の安定性といった気象条件の変化に即応して、その時々で最適な観測を実行することが可能なダイナミックスケジューリングを基本手法として採用する。ただし、観測装置や観測モードの特性を考慮し、PI による遠隔観測またはオンサイトでの観測の可能性についても検討する。

1.6.2 立ち上げフェーズ

（部分的なものも含めた）科学運用開始に先立って、LST 建設開始以降、望遠鏡および各焦点面装置の立ち上げフェーズを設定する。この期間中、望遠鏡および装置のそれぞれに対し、AIV (Assembly, Integration, and Verification) と CSV (Comissioning and Science Verification) を実施する。LST プロジェクトとして望遠鏡が建設後の調整や評価を経て、所期の性能を達成することを目指しながら、各焦点面装置の受け入れと搭載、性能評価については開発を担う機関と共同でこれらを進める。並行して、科学運用に必要となる、各種ツールの開発、データアーカイブシステムの構築、科学運用およびユーザーサポートのための体制準等も推進する。

1.6.3 運用フェーズ

LST の科学運用の形態を時間を軸にとって考えた場合、以下のように初期科学運用期と定常運用期の 2 つに大きく分けられる。

初期科学運用期（2030 年代前半）

LST の建設を経て、初期的な科学観測を提供する期間である。この段階では、搭載や評価試験が完了した焦点面装置・観測モードに限定して科学運用への提供を開始する。科学観測に並行し、観測所や装置開発グループによる新規焦点面装置の搭載や観測モードの評価試験、既存装置のキャリブレーション精度向上にも取り組み、検証が完了したものから徐々に提供観測モードを増やしていく。

定常運用期（2030 年代後半）

本白書で想定するすべての観測装置・観測モードがユーザーに提供される期間である。定常運用期間では科学観測が運用の主体となるが、搭載装置のメンテナンス、技術開発の発展を積極的に取り込み、望遠鏡の性能向上や次世代焦点面装置へのアップデートも実施される。

観測提供可能時間

それぞれの運用フェーズに対し、現時点では初期科学運用期で年間 2000 時間、定常運用期で年間 4500 時間を科学観測全体に提供することを見込んでいる。これは第 1.3.1 節で述べたミリ波・サブミリ波観測が可能な期間（望遠鏡運用時間）から、a) インフラ・装置保守のためのエンジニアリングタイム、b) ソフトウェア保守のためのコンピューティングタイム、c) 観測所がキャリブレーションの観測・試験観測を実施するための時間、d) 科学運用中に想定される各種ダウンタイム（装置トラブル、悪天候等）を差し引くことで見積もることができる。さらに、試験各装置、各観測モードへの割り振り可能な時間の内訳については、それぞれの装置に対するユーザーからの需要、観測条件やキャリブレーション計画、装置運用面からの制約といった要素を考慮し決定される。

1.6.4 観測プログラム

これまでに LST では以下のような観測プログラムの種類が検討されている。LST の最大の特色である広視野・掃天能力を限界まで引き出し、天文学のレガシーとなるデータを生み出すため、サーベイプログラムに総観測時間の半分以上を投資することを想定している。PI 大型プログラム以下のプログラムについては 1 年間で 1 観測サイクルとして、観測プロポーザルの公募によりプログラムを採択する。

表 1.11: LST における観測プログラム

プログラムタイプ	観測期間	備考
サーベイプログラム	長期	-
PI 大型プログラム	1 サイクル/複数サイクル	-
PI 標準プログラム	1 サイクル	-
Target of Opportunity (ToO) プログラム	1 サイクル	-
Director's Discretionary Time (DDT) プログラム	1 サイクル	-
Guaranteed Time 観測 (GTO) プログラム	複数サイクル	-

サーベイプログラム LST のフラッグシップミッションと呼べるような大規模サーベイ観測プログラムであり、長期に渡る観測期間を前提とし、共同利用公募でプログラムを募ったうえでコミュニティでの議論・合意を経てサーベイの内容を決定する。プログラム形式の詳細を決定するためにはさらなる議論が必須であるが、データの提供方法については、従来からあるような、ある一定の期間プログラム提案チームにデータ専有期間を保証しその後一般公開する方式、取得データに対してサイエンスケースのプロポーザルを募集し共同利用を実施する方式、興味をもった研究者が随時サーベイプロジェクトに参加できるような open enrollment 方式等が検討されている。

PI 大型プログラム PI を中心とした研究グループからの提案のうち、観測時間が数十時間（TBD）を超えるような、比較的大型な観測プログラムに相当する。複数サイクルに渡る観測プロポーザルも受け付ける。

PI 標準プログラム PI 大型プログラムよりも観測時間の少ない、一般観測プログラム。1 サイクルでの観測を前提とする。

Target of Opportunity プログラム 突発的な天体・現象を観測するためのプログラム。観測モードや要求感度、観測がトリガーされる条件をプロポーザル提案時に指定したうえで、採択後、条件を満たすような突発天体・現象が生じた際に優先的に観測が実行される。

Director's Discretionary Time (DDT) プログラム PI が随時提案可能なプログラムタイプであり、観測所が科学的に重要かつ素早い観測が必要と判断した場合に採択され、観測が実施される。

Guaranteed Time (GTO) 観測プログラム 焦点面装置の開発に貢献したグループに対し、割り当てられる観測プログラム。場合によっては装置搭載後の評価試験も含み、その場合、観測データに対するリスクシェアを前提に実施される。

1.6.5 観測提案からデータ配布まで

ここでは科学運用計画のうち、観測プログラムの各段階について概説する。ただし、観測実行後のデータ処理と品質保証については第 1.5 節において既に詳述されているので、そちらを参照のこと。

観測プロポーザルマネジメント

PI 大型プログラム以下の観測プロポーザルとその審査に際しては、各サイクルごとに実施される Call for Proposal 期間内に PI が指定された形式の観測プロポーザルを観測所に提出する。提案の提出は観測所が提供する専用ツール（Observing Tool）を介して行われ、PI はそれを用いて観測提案の科学的意義、要求する観測モードや感度、周波数設定等の観測パラメータ、技術的妥当性が記述された観測プロポーザルを作成する。観測プロポーザルの提出・審査に際してはアルマ等の観測所と同様、提案者・審査員双方の匿名性を確保し、地域やジェンダー等に起因する unconscious bias の最小化を図る。なお、LST 参加国¹⁴間における観測時間の配分についてはそれぞれの国・地域の貢献に基づき、予め合意された割合となるよう決定される。LST の運用に参加しない国からの観測プロポーザルについても、Open Skies として一定の枠内ながらも提案を受け付ける。すべてのプロポーザルはその科学的意義に基づいて審査される。審査方式としては distributed peer review 方式または審査パネル方式が想定されている。

スケジューリングと観測実行

第 1.6.1 節で述べたようにダイナミックスケジューリングを導入することで、科学運用の高い観測効率を実現させる。短期間（～1ヶ月）の観測スケジュールの最適化に際しては、観測プロポーザルの評価ランクに加え、前述の観測条件、地域バランスを踏まえて実行すべき観測プログラムが選択される。多種多様な焦点面装置・観測モードが提供される LST の場合、中長期的（数ヶ月以上）の観測スケジュールを決定するためには、各装置のメンテナンススケジュールや装置間の切り替え時間等のオーバーヘッドも考慮することが不可欠である。また、LST は広い焦点面を持つことから、複数装置による同時観測も場合によっては可能となるため、観測モード組み合わせの最適化も質の高い観測データの取得と観測効率の向上に重要である。

キャリブレーション計画・性能モニタリング

各観測モードで達成可能な観測精度はそのキャリブレーション計画で決まるため、適切な計画のもと必要な頻度と精度でキャリブレーションを実施することは極めて重要である。しかしながら、最先端焦点面装置はそのキャリブレーションも研究対象であり、挑戦的である場合も少なからずある（第 1.4.8 節参照）。その点を踏まえ、LST で

¹⁴ ホスト国となるチリを含む

は観測モードごとにキャリブレーション計画を作成し、保証可能な精度を予めユーザーに伝え、キャリブレーション観測を実施し、そのデータをユーザーに提供する。より具体的には、基本的なものとしては較正天体のフラックスモニタリングや装置ごとの能率、ビームパターンが、高精度測定手法の確立のため現在も盛んに研究されつつあるものとしては instrumental polarization の測定が挙げられる。また、LST の望遠鏡としての性能を維持するため鏡面精度やポインティング性能のモニタリング観測もエンジニアリンググループと共同で観測所が定期的に実施する。

ユーザーサポート

観測プロポーザルの作成、観測準備とその実行、データ品質保証、データ配布、データ解析の各段階で LST はユーザーに対して適切なサポートを提供する。サポートの提供形式としては、a) オンライン上でのプロポーザーズガイド、テクニカルハンドブック、ユーザーズポリシー、観測所提供ソフトウェアのマニュアルといった関係する文書の提供、b) LST スタッフによるヘルプデスクを介した個別プロジェクト、問い合わせへの対応、オンラインツールによる観測プロジェクトの進捗トラッキング、c) ユーザーズミーティングやデータ解析講習会等コミュニティを対象としたイベントの開催、が挙げられる。これらのサポートを通じ LST はユーザーコミュニティに対して LST による科学観測の最新情報を提供する。

1.7 沿革と国際協力

1.7.1 LST 構想の立案から現在までの経緯

野辺山 45m 電波望遠鏡およびサブミリ波望遠鏡 ASTE の後継機としての次世代大型サブミリ波単一開口望遠鏡計画の構想は、2008 年に議論が始まった。その後、新サブミリ波望遠鏡計画ワーキンググループによる検討が行われ、第 1 回国際ワークショップが 2011 年 9 月大阪府立大学において、また第 2 回国際ワークショップが国立天文台三鷹において開催された。また、三菱電機通信機製作所との技術的な検討会合も行われ、2014 年には大型サブミリ波望遠鏡 LST 計画としての立案が為された。2015 年には第 3 回国際ワークショップが行われ、2016 年には日本学術会議『第 23 期学術の大型計画に関するマスタープラン』（マスタープラン 2017）に向けた提案も行い、宇宙電波懇談会における将来計画の一つとしての議論が行われた。2016 年 6 月にエジンバラで開催された国際光学会 (SPIE) において、川邊良平氏が発表した LST 構想の講演は大きな関心を集め、その proceeding paper (Kawabe et al., 2016) は現在に至るまで LST 構想の概要を記述する原典となっている。2018 年には欧州で検討されていた AtLAST 計画¹⁵の議論 (第 1.7 節) に参加し、その方針決定に大きな影響を与えた。すなわち、波長の長いサブミリ波帯で大口径を目指す、また（多色撮像に加え）強力な 3 次元分光撮像機能によりミリ波サブミリ波輝線銀河を近傍から初期宇宙まで網羅的に探査するという日本が提唱した LST 構想の科学的意義が認められ、AtLAST 計画が、LST のコンセプトに非常に近い計画として具体化していくことになった。その後、日本学術会議の策定する『第 24 期学術の大型計画に関するマスタープラン』（以下、マスタープラン 2020）に向けた提案を行い、2 回の日本学術会議シンポジウムでの議論やコミュニティでの議論を経て、マスタープラン 2020 大型計画にはじめて選定されるに至った。2021 年には、次期マスタープランに向けた議論のため、宇宙電波懇談会に新たに設置された電波天文将来計画ワーキンググループにおいて議論が行われ、その高い科学的意義が認められた。一方で、計画としては、その成熟度を高める段階であることも指摘されており、現在、計画の技術的な課題やコストを含めた実現性を高めるための活動を進めている。さらに、より広いコミュニティに向けて情報を発信するとともに、科学的な要求を広く集め、より幅広い支持のもとで、より強力な提案として計画を推進していくため、推進体制の強化をはかっている。本 LST 科学白書の作成には、合計 93 名もの執筆者がご参画いただいている。LST 計画に関心を持ち計画推進にご賛同いただく研究者が所属する研究機関として 24 におよぶ大学に加わって頂くことになった。こうした LST 計画の歩みを図 1.23 に示す。

¹⁵<https://www.atlast.uio.no/>

1.7.2 世界的な動向

アルマ時代に、その驚異的な撮像能力と相補的な、高い天体探索施設を実現しようとする動きは、世界的な潮流となっている。米国が主導し、US Decadal Astro2010 で中型計画のトップに推された CCAT 計画は、その後小口径での高い掃天能力を目指す The Fred Young Submillimeter Telescope (CCAT-prime 計画)¹⁶ に衣替えするに至ったが、CMB 地上観測の究極の計画として立案される CMB-HD¹⁷ の中では、口径 30m 級の望遠鏡 2 台に合計 160 万画素級の大規模超伝導検出器アレイを搭載し、波長 1mm 帯まで、2 万平方度 (全天の 50%) を 7.5 年かけてくまなく観測する構想を有する。また中国では口径 60m 級のサブミリ波望遠鏡の構想が紫金山天文台のグループを中心に検討されている。

1.7.3 AtLAST 計画との連携について

こうした中、JCMT 15 m 望遠鏡や IRAM 30 m 望遠鏡の伝統を持つ欧州では、2020 年代におけるサブミリ波単一鏡計画の科学的意義を検討するワーキンググループが ESO に設置され、そのレポートが 2015 年 11 月に公表された。このレポートでは、口径 40m 級の大型単一鏡をアルマサイト (Chajnantor plateau) に設置する構想が提起され、またその内側 25m は短波長 ($350\mu\text{m}$ 帯) まで観測可能な鏡面精度を目指す検討を行うことも推奨された。このレポートに先立ち、LST 国際会議を 2015 年 3 月に開催した際には、ミリ波帯での広域掃天観測を切り開く南極望遠

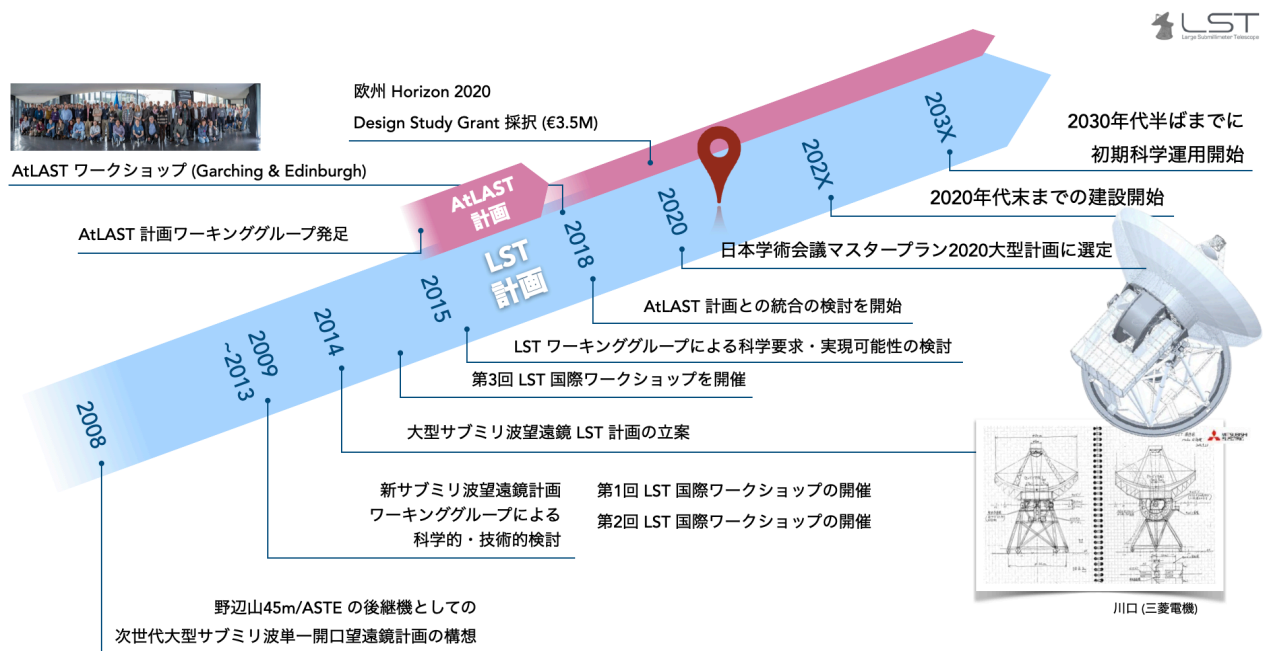


図 1.23: LST 計画の歩み

¹⁶<https://www.ccatobservatory.org/>

¹⁷<https://cmb-hd.org/>

鏡 SPT グループからの講演や、メキシコで建設が進んでいた大型ミリ波望遠鏡 LMT 計画の責任者 David Hughes 氏の講演のほか、ESO Science Director の Rob Ivison 氏も来日し、アルマ時代の大型サブミリ波望遠鏡構想についての議論に参加した。LST 計画の概要は、このワーキンググループのレポートに記載されている。その後、計画名称が Atacama Large-Aperture Submillimeter Telescope (AtLAST) と決まり、2018 年 1 月に第 1 回 AtLAST ワークショップが開催され、日本からも、850 μm 付近での観測性能を最大化する口径 50m 級の LST 構想とその価値を高める革新的な焦点面装置群、またそれを用いた銀河探索・観測的宇宙論に至る提案を発表した。その半年後 (2018 年 9 月) には、英国エジンバラで第 2 回 AtLAST ワークショップが開催され、ここで、AtLAST の方向性について大きな判断があった。ここまで、波長の短いサブミリ波帯 (350 μm 帯) での観測に力点を置き、比較的小口径 (25–35m 級) の望遠鏡デザインを目指す考え方と、より長いサブミリ波帯 (850 μm 帯) において、より大きな集光力を目指す (口径 40–50m 級) 考え方が並立していたが、この第 2 回ワークショップでは、後者に舵を切るという合意が得られた。これにより、日本が提唱し推進してきた LST 計画に、AtLAST 計画の目指す方向性が揃い、両者を将来的に統合し、実現可能性をより高めるという協力関係の立案に至ったのである。2019 年 1 月に、日本学術会議マスタープラン 2020 に向けた天文学宇宙物理学分科会シンポジウムが開催された際には、AtLAST 計画から LST 計画に対し、強い支持があることを伝えるサポートレターが送付された。

2020 年 3 月には、欧州 Horizon 2020 の枠組みで、Design study を行う提案が採択され、2021 年より 3.5M ユーロで望遠鏡、サイト、科学目標のほか、持続可能なエネルギー供給の枠組みも含めた検討が開始されている。この採択が決まった直後、2020 年 5 月に開催されたオンライン・ワークショップでは、コロナ禍ながら世界各地より 180 名以上が参加するなど関心の高さが示された。2020 年 12 月に行われた SPIE では、AtLAST 側と LST 側とで共著の論文がそれぞれ出版されている (Klaassen et al., 2020; Kohno et al., 2020)。欧州側は、田村陽一氏が提唱・推進しているミリ波補償光学 (Tamura et al., 2020) に高い関心を示しているほか、焦点面装置開発での参画にも期待している。2022 年 3 月には、チップ上に集積した超伝導分光器 (Integrated Superconducting Spectrometer; ISS) を提唱し、開発した DESHIMA を ASTE 望遠鏡に搭載して世界に先駆け実証することに成功した、デルフト工科大学の遠藤光氏が、次世代大型超伝導分光器プロジェクト TIFUUN¹⁸を ERC Consolidator Grant として推進することになり、文字通り LST/AtLAST 計画の第一期装置と呼ぶにふさわしい規模の大規模超伝導焦点面装置の開発が進むことになった。

1.7.4 台湾との連携について

アルマ以前から、SMA や JCMT などサブミリ波帯観測施設の運用に積極的に参画して成果を挙げてきた ASIAA (台湾) は、LST 計画にも強い関心を持ち、今後多様な協力的活動を推進できると期待されている。2018 年 12 月

¹⁸<https://www.tudelft.nl/en/2022/eemcs/an-erc-for-a-3d-vision-on-the-universes-structure>

には ASIAA を訪問して談話会を行い, LST 構想とそこで新たに切り開かれる新技術, そして新しい銀河形成研究の展望を議論した. また, 国立天文台・北見工業大学・東京大学らのグループは, ASIAA が推進する Green Land Telescope (GLT) に広視野の多色超伝導検出器カメラを開発・搭載し, 熱的および運動学的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果の精密観測を通して, 銀河団の物理量測定をより高精度化する計画を推進している. ASIAA はアルマで HEMT を使った Band-1 受信機を開発・量産し, アルマに搭載するというヘテロダイン受信機技術で優れた実績を積み重ねており, LST 計画におけるヘテロダイン受信機アレイの開発などにも強い関心を示している. 今後, さらに具体的な共同研究の協議を進めていく予定である.

1.8 執筆者一覧

表 1.12: 執筆分担

章節	題目	執筆者 (表 1.13)
第 1.1 節	LST 計画概要	河野, 田村, 古屋
第 1.2 節	技術的挑戦の概要	古屋, 田村
第 1.3 節	望遠鏡	田村, 竹腰
第 1.4 節	焦点面装置	大島, 竹腰, 石井
第 1.5 節	データ処理	谷口
第 1.6 節	科学運用プラン	石井
第 1.7 節	沿革と国際協力	河野
Appendix A.1	超高分散分光器 (ヘテロダイン受信機) の感度計算ツール	石井
Appendix A.2	マッピング観測のシミュレーション	斉藤

表 1.13: 執筆者

氏名	所属
河野 孝太郎 	東京大学 (LST 推進グループ代表)
石井 峻 	国立天文台
大島 泰 	国立天文台
斉藤 俊貴 	国立天文台
竹腰 達哉 	北見工業大学
谷口 暁星 	名古屋大学
田村 陽一 	名古屋大学
古屋 玲 	徳島大学

第2章 初期宇宙における銀河の形成

執筆者一覧

担当節	タイトル	執筆者名	所属
第 2.1 節	この分野の現状と未解決問題の概要	稲見 華恵 	広島大学
第 2.1.1 節	暗黒宇宙の夜明けと初代銀河の形成		
	初期宇宙での銀河	甘日出 文洋 	東京大学
	隠れた星形成	札本 佳伸 	早稲田大学
	巨大銀河の形成	但木 謙一 	国立天文台
	広視野観測により期待されうる新発見	矢島 秀伸	筑波大学
	宇宙再電離	森脇 可奈 	東京大学
第 2.1.2 節	初期宇宙での環境効果	小山 佑世	国立天文台
		久保 真理子	東北大学
		鈴木 智子	東京大学
		利川 潤	バース大学
		播金 優一 	東京大学
第 2.1.3 節	初期宇宙での銀河の性質		
	ダストの生成と進化	平下 博之	Academia Sinica
	スペクトル線で探る銀河の物理・化学現象	泉 拓磨 	国立天文台
	多波長 3 次元深宇宙探査と銀河形成	橋本 拓也 	筑波大学
第 2.2 節	期待される成果の全体像	稲見 華恵 	広島大学

2.1 この分野の現状と未解決問題の概要

恒星の生成現場である銀河がどのようにして生まれ進化し、現在の宇宙を形作ったのかは天文学における最重要課題のひとつである。紫外線から近赤外線の大規模観測により、近傍宇宙から遠方宇宙までの星形成史が明らか

になりつつある中で、1990 年代終わり頃に初めて発見されたサブミリ波銀河は、それまで未知であった星形成の新たな一面を明らかにした (Blain et al., 2002). この銀河はその名の通り、サブミリ波帯で非常に明るい一方で、他の波長帯では暗いために、サブミリ波帯での観測が実現されるまで、その存在は知られていなかった。サブミリ波では銀河からのダスト放射を捉えるゆえ、これまでの紫外線・可視近赤外光線観測で見逃されてきた未発見の星形成銀河があり、宇宙での星形成の姿を完全に捉えきれていないことを示唆する。

サブミリ波銀河はダスト多く持つゆえ、伝統的に行われてきた可視光線・近赤外線による分光同定が難しかったが、その多くは赤方偏移 2 から 3 にあると考えられた。サブミリ波での光度を全て星形成起源とすると、年間数 100 から数 1000 太陽質量の星形成率をもち、非常に活発な星形成活動をしていると言える。サブミリ波銀河がもつ激しい星形成の起源も多く議論された。銀河どうしの衝突合体により、星形成の原料となるガスが効率よく圧縮され、爆発的星形成が起きたとする仮説がある。その一方で、銀河周辺のガスが効率良く降着することで活発な星形成を維持しているとする説もある。

また、COBE 衛星などの飛翔体観測により、遠赤外線からサブミリ波に跨る宇宙背景放射も検出された (Hauser et al., 1998; Dole et al., 2006). この放射の起源はまだ明らかではないが、サブミリ波銀河の発見をきっかけにした遠赤外線・サブミリ波観測が大きく進展し、個々の銀河と宇宙背景放射の起源との関連付けも可能になった (e.g., Berta et al., 2011). しかしながら、観測されたサブミリ波銀河からの放射を足し合わせても、全ての背景放射を説明することができていない。これは背景放射の担い手が他にも存在し、サブミリ波銀河より暗くともダストに覆われ星形成を行う銀河が大量に存在する可能性を示す (e.g., Hatsukade et al., 2013). だが、当時の単一鏡サブミリ波望遠鏡の空間分解能では、暗い銀河の探査をするにも空間分解能の不足によりコンフュージョン限界に達してしまい、暗めの銀河の同定を難しくしていた。干渉計望遠鏡では空間分解は可能であったが、感度不足と広い領域を掃くことができなかった。

このうち感度と空間分解能の問題を解決したのは ALMA 望遠鏡である。これまで発見されたサブミリ波銀河の一部は、複数の銀河の集まりであることを明らかにし、また、サブミリ波銀河よりも光度が小さいダスティな銀河を多数発見した (Hodge & da Cunha, 2020). また、効率良い分光スキャン観測により、サブミリ波ミリ波帯での輝線による赤方偏移同定も可能にし、銀河までの距離を正確に決定することを可能にした。

こうして ALMA の出現以来、ミリ波サブミリ波帯での銀河の形成と進化に関する研究は大きく前進している。サブミリ波銀河と呼ばれていた銀河と他の星形成銀河の境界線が曖昧になりつつあり、連続性が見えてきている可能性がある。しかし、ALMA は連続した領域を広く深く観測することが得意ではなく、ターゲットを事前選定しない無作為な統計的調査ができず、銀河の種族構成を得るのは難しい。一方で、ALMA での偶然の発見により、サブミリ波帯での深宇宙探査でないと全貌を捉えることが出来ないような天体の存在も明らかになりつつある (e.g., Wang et al., 2019b). 例えば、これまでに期待されていたような非常に明るいダスティな銀河だけではなく、より典型的な星形成銀河が想像していた以上に大量に存在し、遠方宇宙でのダストに隠された星形成に多大に貢献している可能

性がある (Fudamoto et al., 2021). 特に, 大質量な銀河が発見されれば, 最近の研究で続々と発見されている赤方偏移 3-4 の受動的銀河の祖先と考えられ, 激しい星形成と巨大銀河の形成の物理機構を明らかにできるであろう. また, 静止系紫外線を放射する星形成銀河であっても, 星形成の半数またはそれ以上がダストに隠れているという結果も出てきている (Algera et al., 2023). 宇宙の進化を支配する, こういった典型的な銀河が一体どれだけ存在し, どのような性質を持つのか, その全体像を得るには, 広視野・高感度観測が必須となり, それを実現させる単一鏡サブミリ波望遠鏡の必要性が高まっている.

視野 1 平方度をもつ高感度のサブミリ波単一鏡である LST の実現により, ダストに隠された星形成銀河の存在を限なく新たに発見すると同時に, 広帯域の分光観測により効率良い赤方偏移同定も可能にし, 星形成史の真の全体像を明らかにすることができる. また, 広視野観測を得意とする特性を活かすことで, サブミリ波で明るい銀河団を発見する可能性も秘めている. こうして新たに発見された大量のダスティな銀河に対し, サブミリ波帯で検出される様々な輝線や吸収線により, ガスの電離度や金属量から物理化学状態を明らかにすることで, 星形成の成因や両者の関連に迫ることを可能にする. ダスト連続光観測からも, ダストの温度と質量やダストの組成を求め, 宇宙初期でのダスト生成源やその成長過程を解明できる. 事前にターゲットを選定しない広視野観測を進める中で, 予想もされなかったような発見もあるだろう. これらを含めた LST で期待されるサイエンス・ケースとその実現に必要な性能を本章にて詳細に述べる.

2.1.1 暗黒宇宙の夜明けと初代銀河の形成

初期宇宙での銀河

宇宙における銀河がいつどのように形成され, 現在の宇宙に存在する銀河へと進化したのかという「銀河の形成・進化」を明らかにすること, そして, いつの時代にどれくらい星が作り出されたかという「宇宙星形成史」を明らかにすることは, 天文学における重要な課題である. これまでの研究によって, 初期宇宙 (赤方偏移 $z \gtrsim 6$) から現在に至るまでの歴史が明らかになりつつある. 特に近年の大規模かつ高感度の観測により, 宇宙誕生から間もない $z = 9$ の銀河が分光学的に同定されたり (Hashimoto et al., 2018), $z = 10$ を超える天体候補も続々と見つかるなど (e.g., Harikane et al., 2022a), 大きな進展が見られる. . . しかしながら, これまでに行われてきた遠方宇宙の観測では, 多くの場合静止系での紫外線を観測しており, 宇宙空間に漂うダスト (塵) によって大きな吸収を受けるという問題がある. 遠方宇宙 ($z \sim 1-3$) では, ダストに隠された星形成活動の割合が大きくなることが知られている (e.g., Takeuchi et al., 2005; Zavala et al., 2021). また, 初期宇宙におけるダストの性質や減光の影響についてはまだ未解明な点も多い (第 2.1.3 節). 近年の観測によって, このようなダストに隠された銀河や星形成活動が初期宇宙 ($z \sim 3-6$) に大量に存在することが明らかになってきた (e.g., Wang et al., 2019b; Fudamoto et al., 2021) (「隠れた星形成」参照). そこで重要になるのが, ミリ波・サブミリ波といったダスト減光の影響を受けない波長帯での観

測である。ミリ波・サブミリ波帯では、ダストからの熱放射を捉えることにより、これまで見えなかった、銀河内部で起きているダストに隠された活動を探ることができる。

さらに、ミリ波・サブミリ波観測は、宇宙背景光の起源に迫る上でも重要である。宇宙背景光とは、銀河系外から届く電磁波の総和であり、観測波長ごとにその起源は異なる。ミリ波・サブミリ波帯を含めた赤外線帯域での背景光は、遠方宇宙での星形成活動に起因するダストの熱放射が起源であると考えられている (e.g., [Lagache et al., 2005](#))。赤外線域での背景放射は、可視光域での背景光と同程度の強度を示すことが観測から知られている。これは、宇宙全体の活動の中で、ダストに隠された活動の重要性を示している。赤外線背景放射の起源が遠方銀河の活動で説明できることが観測的に明らかになりつつあるが、特に遠赤外線からサブミリ波の波長帯では、まだその全容はつかめていない。高感度かつ高い空間分解能での観測が重要である。

広い領域の掃天観測は、宇宙に存在する天体・天体現象を明らかにする上で必要不可欠な手法である。特に初期宇宙ではどのような天体が存在しているのかは未知であり、偏り（バイアス）無しに、広さ、深さ、分解能、観測波長といったパラメータスペースを広範に探索することが必要である。1990年代後半から、単一望遠鏡によるミリ波・サブミリ波帯での広視野探査が行われてきた。その結果、それまでは知られていなかったミリ波・サブミリ波で明るい銀河が初期宇宙に大量に存在することが明らかになった (e.g., [Smail et al., 1997](#); [Hughes et al., 1998](#))。この銀河は「サブミリ波銀河」と呼ばれ、ダストに厚く覆われ、大規模な星形成活動を行っている爆発的な星形成銀河である。サブミリ波銀河は、「宇宙星形成史」「銀河の形成・進化」「宇宙背景光の起源」の理解に重要な役割を果たすと考えられている ([Blain et al., 2002](#))。しかし、地上の単一鏡望遠鏡や宇宙望遠鏡による観測では、空間分解能の制限に起因する「コンフュージョン限界」のため暗い銀河を検出できず、その全体像の理解が阻まれていた。この状況を一変させたのが ALMA である。ALMA はその空間分解能の高さから、コンフュージョンの影響を受けずに銀河の深探査が可能である。さらにその圧倒的な感度により、わずかな観測時間でもそれまでのミリ波・サブミリ波帯望遠鏡に比べて一桁以上も深い観測が可能になった。ダストに隠された星形成活動や、ミリ波・サブミリ波帯背景光に大きく寄与していると考えられている「暗い」サブミリ波銀河まで捉えられるようになった。

このような「暗い」サブミリ波銀河は、多波長での解析や理論モデルとの比較から、遠方宇宙で「普通」の銀河である星形成銀河の主系列 (main sequence of star-forming galaxies) に属することも分かってきた。近傍から遠方の宇宙における星形成活動の 9 割は、このような「普通」の銀河によって起きていることが知られている (e.g., [Rodighiero et al., 2011](#))。また、ミリ波・サブミリ波帯での宇宙背景光の大半も、このような「普通」の銀河が寄与していると考えられているため、ミリ波・サブミリ波での深い観測が重要になる。

近年、ALMA を用いた深宇宙探査が複数の行われており、暗い天体まで含めたサブミリ波帯天体の理解が大きく進展している (e.g., [Umemoto et al., 2015](#); [Kohno et al., 2016](#); [Walter et al., 2016](#); [Dunlop et al., 2017](#); [Franco et al., 2018](#))。しかしながら、これまでに探査された領域は 100 平方分に満たない。コンピューターシミュレーションによって描き出された $z = 5.7$ (今からおよそ 128 億年前) におけるダークマターの分布を図 2.1 に示す。密度が

濃い部分には多くの物質が集まり、大質量な銀河も含めた多くの銀河が形成されると考えられている。宇宙に存在する銀河の一般的な描像を調べるには、この宇宙大規模構造全体をカバーするような広さの探査が必要となる。図 2.1 には、ALMA による深宇宙探査も示しているが、現状では、宇宙大規模構造の非常に限られた領域しかカバーできていない。

LST は、その圧倒的な広さの視野によって、これまでは実現できなかった広視野探査を行う。LST の視野は直径 1 度と、230 GHz 帯では ALMA の約 140 倍、350 GHz 帯では約 200 倍にもなる。これは、視野の面積比に直すと、230 GHz 帯では ALMA の約 20000 倍、350 GHz 帯では約 40000 倍という、非常に大きな違いになる。この広視野および大集光力によって、LST は広くかつ深い探査を実現する。50 m もの大口径を有するため、 ~ 0.1 mJy (5σ 検出限界) という深いコンフュージョン限界で、暗いミリ波・サブミリ波天体まで検出することが可能である。宇宙の大規模構造をカバーし、一般的な性質を探るためには、これまでの ALMA による深宇宙探査の 100 倍以上の探査面積が要求される。これまでの研究で得られたミリ波・サブミリ波天体のナンバーカウントを用いると、1 平方度の面積を 0.1 mJy の深さまで観測することで、2 万を超える天体の検出が予想される。これまでの ALMA による同程度の深さの探査では、高々 100 個程度の検出数であることと比較すると、桁違いの量のサンプルを構築することができる。ナンバーカウントや光度関数といった統計量をより高精度に調べることが可能になり、理論モデルとの詳細な比較検討や、ミリ波・サブミリ波帯における宇宙背景光への寄与を求めることができる。また、存在数の少ない希少な天体の発見にもつながり、初期宇宙における赤外線光度の非常に大きい $[\log(L_{\text{IR}}/L_{\odot}) \sim 13.5]$ 爆発的星形成銀河についても有意な制限を与えることができる (図 2.2)。

銀河の形成・進化や星形成史を明らかにするためには、検出された天体の距離（赤方偏移）を求める必要がある。ミリ波・サブミリ波で検出された天体の赤方偏移同定は、長年の懸案である。多くの場合、ダストによる減光のため可視光・近赤外線で暗く、分光観測が困難である。また、単一望遠鏡によって検出されたミリ波・サブミリ波天体は、空間分解能の悪さから、可視光・近赤外線対応天体の同定が難しいことも、可視光・近赤外線追観測を難しくしている一因である。このような状況を打開するためには、ミリ波・サブミリ波帯で直接赤方偏移を推定することが重要である。ダスト連続波のスペクトルエネルギー分布の形を多波長で抑えることで、赤方偏移進化を推定する方法も試みられている。しかし、ダスト温度や emissivity index によっても変化するため、赤方偏移の推定精度に課題が残る。そこで不可欠なのが、ミリ波・サブミリ波帯の分光観測である。LST の観測周波数帯では、 $z \gtrsim 6$ の天体からの [C II] や [O III] 輝線、高励起の CO 輝線 ($J_{\text{upper}} \geq 6$) が観測できる (図 2.3)。分光観測でよく用いられる比較的明るい輝線は限られるため、低・中分散で帯域の広い、Deep Spectroscopic High-redshift Mapper (DESHIMA; Endo et al., 2019a) のようなタイプの装置が重要となる。さらに、多天体分光装置が搭載されれば、高い効率で赤方偏移を決定することが可能となり、現状を劇的に改善すると期待される (Karatsu et al. 2019¹; Kohno et al., 2020)。赤方偏移の情報をもとに、銀河の光度および数密度の分布（光度関数）の赤方偏移進化を探ることができる。特に、赤

¹<https://agenda.infn.it/event/15448/contributions/95630/>

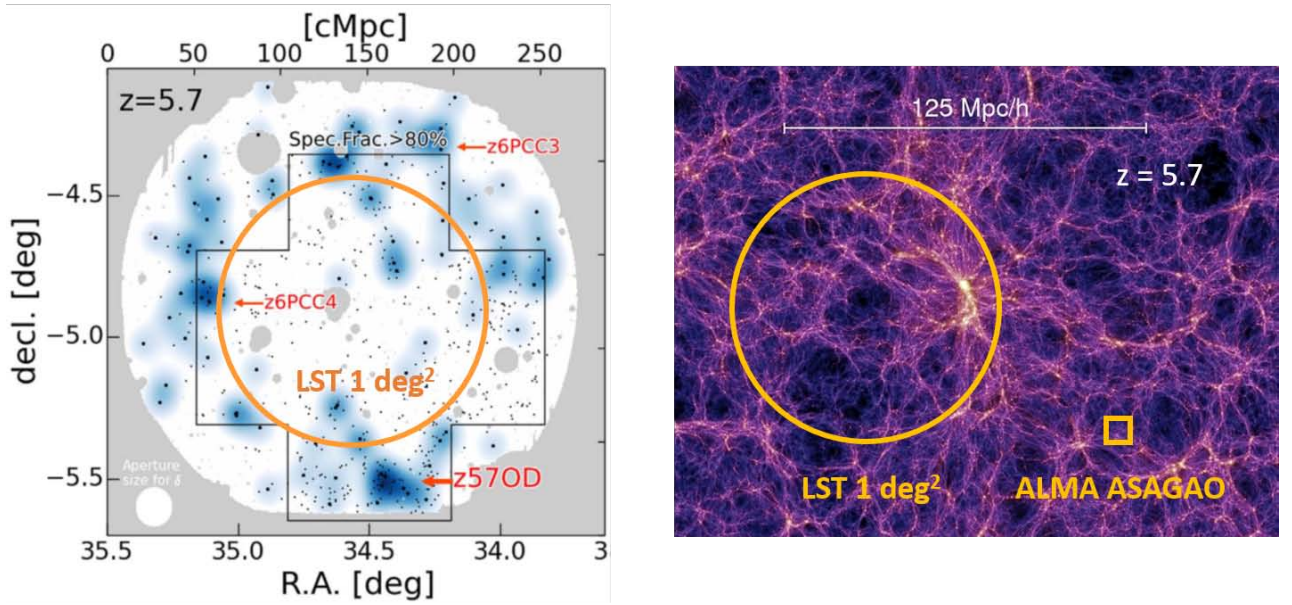


図 2.1: $z = 5.7$ のライマンアルファ輝線天体の分布 (左; Harikane et al., 2019) と、シミュレーションで描き出されたにおけるダークマター分布の様子 (右; Springel et al., 2005b). 橙円は、LST の 1 視野 (1 平方度) での探査領域を示す. 右図の橙枠は、ALMA で行われた深宇宙探査の一つ ALMA twenty-six arcmin² survey of GOODS-S at one millimeter (ASAGAO; Hatsukade et al., 2018) の領域 ($\sim 5' \times 5'$) を表す. ALMA ではここに示された 26 平方分の領域を観測するのに約 90 点のポインティング必要であるに対し、LST では 1 平方度を 1 ポインティングで観測が可能である. LST の広視野探査によって、宇宙の大規模構造の様子を偏りなくとらえることができる. ©AAS. Reproduced with permission.

外線光度関数は、初期宇宙におけるダストに隠された星形成活動やその赤方偏移進化の理解につながる。これまで、ハーシェル宇宙望遠鏡や ALMA によって赤外線光度関数の進化の研究が進められてきたが、まだ不定性が大きいのが現状である (図 2.2)。明るい天体は個数密度が低いため統計量が不足しており、光度関数の明るい側では文献ごと大きな開きな齟齬がある。一方暗い天体は高い感度が要求されるため、サンプル数が限られている。特に初期宇宙、 $z \gtrsim 6$ では、その理解はほとんど進んでいない。LST による大規模深宇宙探査では、高感度かつ広視野の探査を行い、サンプル数をこれまでの 100 倍以上に拡大することで、明るい稀な天体や暗い天体ともに十分な統計量を確保する。これまでの研究で求められた光度関数 (Gruppioni et al., 2020) を仮定すると、1 平方度の探査によって赤方偏移 $3.5 < z < 4.5$ や $4.5 < z < 6$ の時代における明るい天体 ($\log(L_{\text{IR}}/L_{\odot}) \sim 13.5$) を、それぞれおおよそ 10 天体以上検出できると期待される。また、コンフュージョン限界 (~ 0.1 mJy, 5σ 検出限界) の深い観測では、過去の研究から赤外線光度の暗い $\log(L_{\text{IR}}/L_{\odot}) \sim 11.5$ の初期宇宙の銀河の検出が期待できるため (e.g., Dunlop et al., 2017; Yamaguchi et al., 2020; Fudamoto et al., 2021), 赤外線光度関数の暗い側についてもこれまでの 10 倍以上の精度で求めることが可能となり、理論モデルへの制限や (図 2.2) ミリ波・サブミリ波帯における宇宙背景光の制限につながる。

このように、LST の広視野深探査および多天体分光観測によって初期宇宙におけるダストに隠された銀河の数

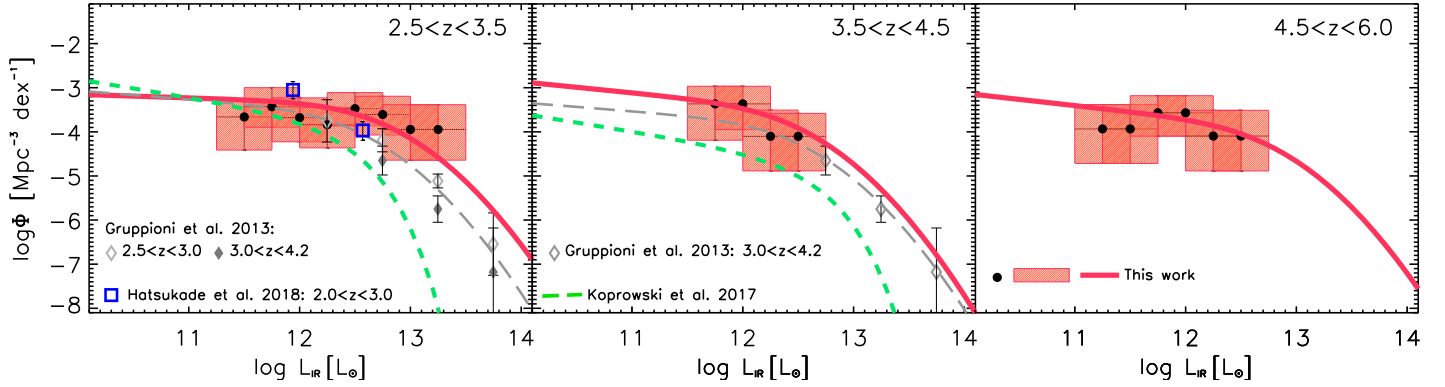


図 2.2: これまでの遠赤外線・サブミリ波・ミリ波観測で得られた $z > 2$ における赤外線光度関数の例 (Gruppioni et al. (2020) の図を改変). LST では、広域深探査によってこれまでの 100 倍以上のサンプルを構築し、光度関数の明るい側から暗い側 ($\log(L_{\text{IR}}/L_{\odot}) \sim 11.5$) までをこれまでにない高い精度で明らかにすることで、モデルとの詳細な比較が可能となる。さらに、存在数の少ない明るい天体を検出することで、これまでサンプルされていなかった光度関数の明るい側にも初めて制限を加えることができる。Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

密度や星形成活動を高い精度で求めることが初めて可能になるが、他の望遠鏡とのシナジーによって、より詳細な研究を効率よく進めることができる。まず想定されるのは、現在稼働中であり世界最高性能のミリ波・サブミリ波帯干渉計である ALMA との連携である。ALMA の高い空間分解と感度を活かし、LST で見つかった天体を追観測することで、初期宇宙の銀河についての詳細な研究が可能となる。見つかった銀河が衝突・合体途上なのか、孤立した銀河なのか、またその銀河の内部構造を調べるためには、1 kpc ($z \sim 4-5$ で約 0.15 秒角) を切る空間スケールでの研究が必要になる。このような高い空間分解能での観測は、次世代大型望遠鏡として計画されている next generation Very Large Array (ngVLA; 次世代大型電波干渉計) との連携も重要になる。ngVLA は 263 台のアンテナを配置し、1–100 GHz 帯において、大集光力・高空間分解能を実現する。2030 年代中ごろに本格運用が見込まれており、LST との相乗効果が期待される。ngVLA では、LST よりも低い周波数帯をカバーするため、天体の赤方偏移を決める上でも重要になる。赤方偏移を正確に求めるには 2 つ以上の輝線の検出が重要となるが、LST の低周波数帯 (<100 GHz) では、観測しやすい明るい輝線が限定される。例えば、低励起の CO 輝線は $z \gtrsim 6$ の天体では赤方偏移して <100 GHz に移るため、ngVLA での観測が欠かせない (図 2.3)。赤方偏移の決定に加えて、低励起の CO 輝線の観測からは、銀河の分子ガス質量や星形成の効率といった基本的な物理量を導くこともできる。シナジーが期待されるもう一つは、赤外線光度のより正確な見積もりである。活発な星形成活動を行う銀河のスペクトルエネルギー分布のダスト熱放射の成分は静止系で 100 μm 付近にピークが来るため、赤外線光度を見積もるためにはそのピークの前後の波長帯を含めたデータ点が必要となる。しかし、LST の観測波長帯では長波長側しか観測することができないため、赤外線光度を見積もるためにはダストの性質 (温度や放射率の周波数依存性) を仮定する必要がある、不定性が生じる。そのため、短波長側を観測することのできる望遠鏡とのシナジーが重要である。将来計画として、遠赤外線波長帯を観測する宇宙望遠鏡が複数検討されている。また、南極大陸に 30 m 級の望遠鏡を設置し

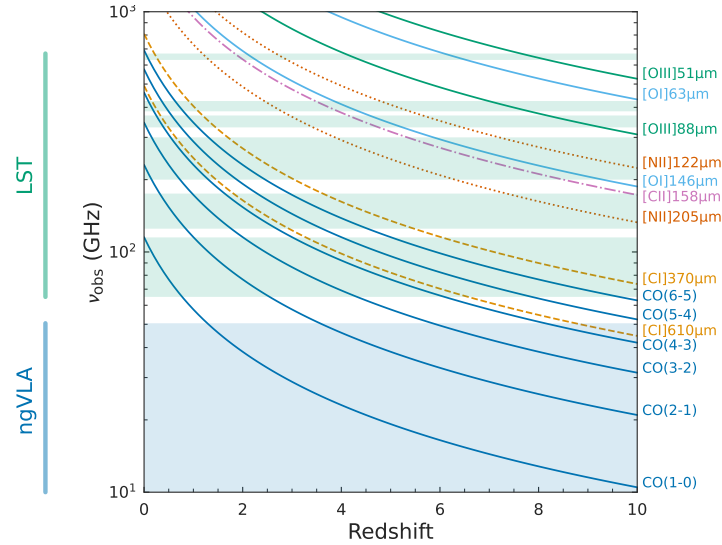


図 2.3: 主な原子・分子ガス輝線の観測周波数が、赤方偏移によってどのように変化するかを表す。LST の 90–600 GHz 帯の観測周波数帯を緑色の帯で示す。ngVLA で計画されている band 3–5 の観測周波数帯を青色の帯で示す。

てサブミリ波・テラヘルツ波観測を実施する計画も進められている。

隠れた星形成

● 未だ発見されていない「隠れた」銀河

宇宙初期に存在する銀河を発見することは銀河の進化過程を辿る研究を行う上で極めて基本的かつ、重要である。これまでの高赤方偏移銀河の探査では、可視光・近赤外線望遠鏡による観測が中心的な成果を残してきた。特に、広視野・高感度な観測を行う技術が早くから発達してきたことで、これまでに何度も最遠方銀河の発見記録を塗り替え (e.g., [Oesch et al., 2016](#); [Jiang et al., 2021](#)), さらに宇宙誕生後 10 億年以内という初期の宇宙において数多くの銀河を検出することで、これまでの我々の銀河進化・形成の知識の多くを形作ることを可能にしてきた (e.g., [Bouwens et al., 2015b](#); [Aihara et al., 2018b](#)). しかしながら、これらの可視光・近赤外線を用いた探査では内部に大量のダストを持つ銀河の検出は困難であり、一部の銀河は見逃されているのではないかと長らく予想されてきた。可視光・近赤外線は遠方銀河の静止系における紫外光を観測しており、その紫外光はダストによって大きく散乱・吸収され、減光してしまうからである。そのため、ダストに覆われて紫外光が吸収された「隠された」銀河の活動は可視光・近赤外線による観測からは直接検出することが難しい。

ダストに隠され、可視光・近赤外線では検出が難しい遠方銀河は 1990 年代にサブミリ波望遠鏡が稼働し、遠方銀河からのダストによる放射が観測され始めることにより発見された (e.g., [Smail et al., 1997](#)). これまで見つかったダストに隠された銀河の多くは、爆発的な星形成銀河と呼ばれる、一般的な銀河と比べると異常に大きな星形成率を持つ銀河が多くを占める (e.g., $\sim 100 - 1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$). それらの銀河では、激しい星形成活動により大量のダストが作られ、そしてそのダストが星形成によって放たれる大量のエネルギーを吸収・再放射する。それらの非常

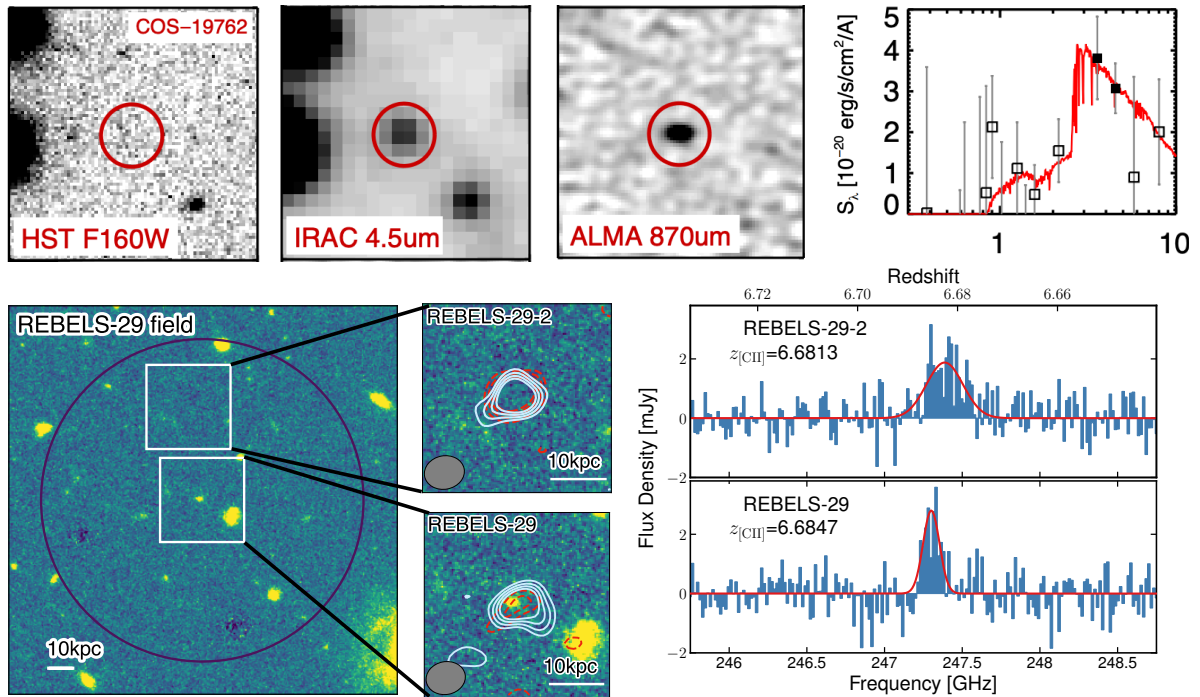


図 2.4: (上図) Wang et al. (2019b) より改変. (左) HST F160W では検出されない測光赤方偏移 4 程度の銀河が (中) Spitzer IRAC 4.5 μ m, ALMA 870 μ m の連続光観測によって検出された. (右) 検出される波長が限られるため一般的に測光赤方偏移などの不定性は大きい. (下図) Fudamoto et al. (2021) より改変. HST F140W の撮像データを背景として, ALMA 望遠鏡によるダスト連続光 (赤色破線コントア), [CII]158 μ m 輝線 (白色実線コントア) を描いている. 画像中央の HST で明るいく検出されている銀河 (REBELS-29; 赤方偏移 6.68) を ALMA 望遠鏡で観測した際, HST の画像では何も検出されていない天域からもダスト連続光, そして赤方偏移 6.68 を示す [CII]158 μ m 輝線を同時に検出し, $z > 6$ を超える宇宙にダストに隠されている新たな銀河を見つけた. Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

に明るいダストからの遠赤外線放射は地上のサブミリ波単一鏡望遠鏡やハーシェル宇宙望遠鏡などを用いて広い天域にわたる探査が行われてきた (e.g., Strandet et al., 2016; Valiante et al., 2016). しかしながら, これまでのサブミリ波望遠鏡の感度, 視野, そして分解能の限界により, 星形成率が 10 から 100 $M_\odot \text{ yr}^{-1}$ 程度の main-sequence 銀河という, いわゆる「普通」の活動を行なっている銀河でもダストに隠されているものが存在するのかどうかを正確に研究するための探査を行うことができていない. 特に, 高赤方偏移 ($z > 6$ など) において, ダストに隠された銀河の個数密度は低赤方偏移 ($z < 3$ など) と比べて比較的小さく, 広い天域の高感度観測が必要となっており, これまでの望遠鏡や検出器による制限から研究が未だ進んでいない.

近年, ALMA 望遠鏡により, 極めて感度の高い観測が可能になったことで, これらのダストに隠されている可視光・近赤外線では検出できない銀河の研究が急速に進んできた. 特に, 高赤方偏移の宇宙, さらには宇宙再電離期といった宇宙の歴史上極めて重要な年代においても, ダストに隠され, 今まで見つかっていない「普通」の銀河が存在することが知られ始めてきた. スピッツァー宇宙望遠鏡による観測される 3–5 μ m の波長でのみ明るく検出される銀河の追観測 (Wang et al., 2019b), そして, 初期宇宙にある銀河の高密度領域 (Fudamoto et al., 2021) といっ

た2つの対象を用いることによって、これまでの可視光・近赤外線観測では遠方宇宙（赤方偏移7程度）において、保守的に見積もっても $\sim 10 - 20\%$ 以上の星形成活動がダストに隠されて見逃されてきたことが判明した。言うなれば、5個から10個に一つか又はそれ以上の数の銀河はまだ見つけれられておらず、初期宇宙の星形成活動に対する我々の知識は未だ不完全である、ということを意味する。特に、後者の研究においては、これまで可視・近赤外望遠鏡や、スピッツァー宇宙望遠鏡などの赤外線観測でも全く検出されていなかった銀河の発見と、それら銀河の赤方偏移の分光同定までをALMA望遠鏡を用いた一度の観測で行うことができた貴重な例である（図2.4）。しかしながら、この探査の方法では、ALMA望遠鏡の視野（230 GHz帯で直径25秒角程度）に制限されており、非常に狭い宇宙の領域しか探査を行うことはできない。一般的には、ダストに隠された銀河は限られた波長でしか検出されていないため、推定される測光赤方偏移は精度が悪い。このため、赤方偏移を分光同定するための輝線観測などの追観測は、ALMA望遠鏡の比較的狭いバンド幅の中（ ~ 8 GHz程度）で効率的に行うことは難しい。（1）広視野の天域を高感度に観測し、（2）広帯域観測によって輝線（[CII]158 μm や [OIII]88 μm 輝線など）を探査する。この2点が同時に満たされることで、これらダストに隠された銀河が存在するのかを精度よく見出すことができる。この観測が可能になることで、宇宙初期における重要な星形成銀河をもれなく発見することができ、そして、その中で起こる星形成活動をより完全な形で知る、という極めて重要な研究が初めて可能になる。

LST単独での運用において、直径1度の視野を持ち、連続光におけるコンフュージョンリミットの検出限界が0.1 mJy (5σ)、輝線感度は100 km s $^{-1}$ の速度幅で0.5 mJy (300 km s $^{-1}$ の線幅を仮定し、輝線1/3において 5σ 検出限界)といった広視野・高感度観測をルーチンとした運用を行うことが、これまで見つかってきたダストに隠された銀河の検出に必要である。これらの観測により、これまでALMA望遠鏡で徐々に見つかってきた比較的暗いダストに隠された遠方銀河を発見し、そしてその数密度を正確に求めることができる。これらの感度は、赤外線光度にして $5 \times 10^{11.5}$ 太陽光度程度（星形成率では50 M $_{\odot}$ yr $^{-1}$ 程度）であり、現在知られている爆発的星形成銀河よりも典型的に10分の1以下程度の明るさをもったmain-sequence銀河に対応する。Fudamoto et al. (2021)において、赤方偏移 $z \sim 7$ 程度の宇宙におけるダストに隠されたmain-sequence銀河の個数密度を0.1 arcmin $^{-2}$ ($\Delta z = 0.5$ にける体積密度にして 2.1×10^{-5} Mpc $^{-3}$)程度はないかという試算を行った（図2.5）。この試算は、高赤方偏移宇宙において銀河がどのように群れているか（クラスタリング）についての仮定が極めて大きな不定性を与えており、クラスタリングのモデルにより10分の1程度以下になる可能性もある。直径1度の視野をもった観測を行うことで、銀河を1視野内に30から300個程度捉えることができる。宇宙における銀河の密度の偏り（cosmic variance）からの影響を抑え、現在知られている銀河のクラスタリングの不定性を制限する必要がある。

将来的な望遠鏡計画と合わせると、ユークリッド・ローマン望遠鏡でも見えない銀河をLSTで探査することによってより高赤方偏移（8以上）の宇宙におけるダストに隠された銀河の探査が可能になる。その際、極めて広い周波数帯の輝線探査を効率的に行うことが赤方偏移の分光同定に欠かせないものとなる（輝線探査の効率については以下「巨大銀河の形成」を参照）。これらの新たなパラメータスペースを開拓するLSTにより、宇宙におけるダス

トに隠されて見えない銀河の形成・進化への強い制限が可能になる。

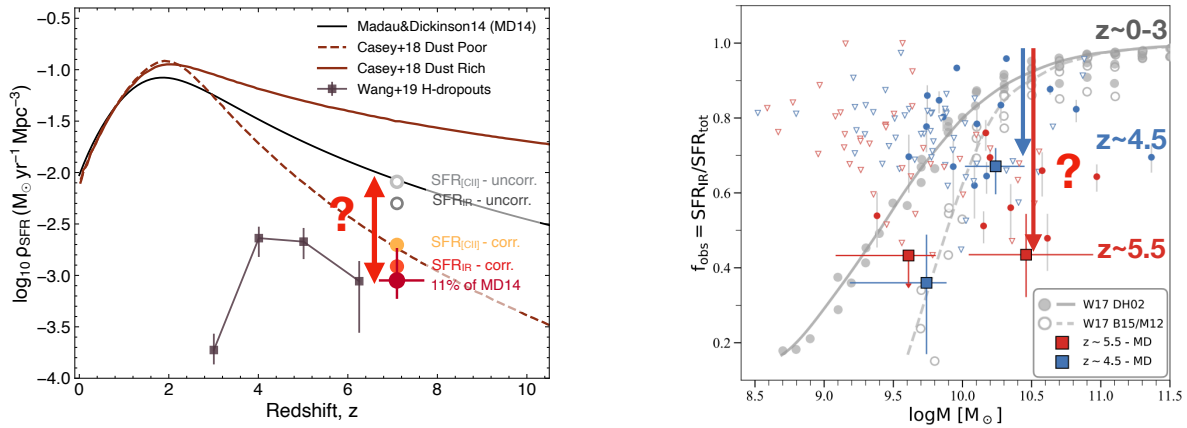


図 2.5: (左図) Fudamoto et al. (2021) より改変. 宇宙の星形成率密度の赤方偏移変化を示す. 赤-黄色のデータ点は, 近年判明した赤方偏移 7 程度の宇宙におけるダストに隠された銀河からの新たな寄与 (10 – 20 %) を示す. しかしながら, これらの推定は, 銀河の群れ具合 (clustering effect) の不定性が大きく正確な値は未だ求まていないため, 保守的な見積もりによる下限値として推定された値である. (右図) Fudamoto et al. (2020) より改変. 銀河の星形成活動の obscured fraction を銀河の星質量の関数として描いている. 赤方偏移 0 から 3 にかけては, obscured fraction は赤方偏移によって変化せず, ある星質量では平均して同じ obscured fraction であるのに対し, 赤方偏移 4 を超えた銀河の観測では赤方偏移が上がるにつれ obscured fraction が急速に低くなっており, よりダストに隠されていない星形成活動が卓越し始めていることを示している. ALMA 望遠鏡による観測結果をさらにバイアスのない, 星質量でコンプリートな銀河のサンプルを得るためには広視野をもったサブミリ波望遠鏡による観測が必要である. Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

● 他の望遠鏡で見つかった銀河の「隠れた」活動

特に, 近年の ALMA 望遠鏡の活躍により, 宇宙が誕生して間もない初期 (赤方偏移 7 以上) に存在する銀河にも大量のダストが存在することがわかってきた (e.g., Watson et al., 2015; Hashimoto et al., 2019; Tamura et al., 2019). これは, 初期宇宙に存在する銀河の中で急速にダストが生成され, そしてこれら銀河の中にダストに隠された活動があることを端的に示している. 一方で, ALMA 望遠鏡による銀河の大規模観測からは, 赤方偏移が 4 を超える宇宙において星形成活動のダストに隠されている割合 (obscured fraction) は赤方偏移が上がるにつれて平均的に低くなっているということが示され始めている (e.g., Bouwens et al., 2020). しかしながら, これらの観測は未だ比較的少ない銀河の観測 (100 個程度) に基づいており正確な結論は得られていない. ダストに隠された, いまだ存在が知られていない銀河の探査に加え, 既に発見されている銀河の中に存在するダストに隠された性質を知ることで, 初期宇宙における銀河の活動の全貌を初めて得ることができる.

特に, 静止系紫外光による観測で得られたダストに隠されていない銀河の星形成活動, そして ALMA や LST などのサブミリ波観測から得られるダストに隠された星形成活動を合わせることで, 銀河の全星形成活動を知ることができる. これらの観測はこれまでも ALMA を用いた高感度観測により精力的に行われてきたが, 視野が極めて狭いという ALMA 望遠鏡の性質上, 必然的に数多くの銀河を観測することは難しく, 数少ない銀河を選択した観測が

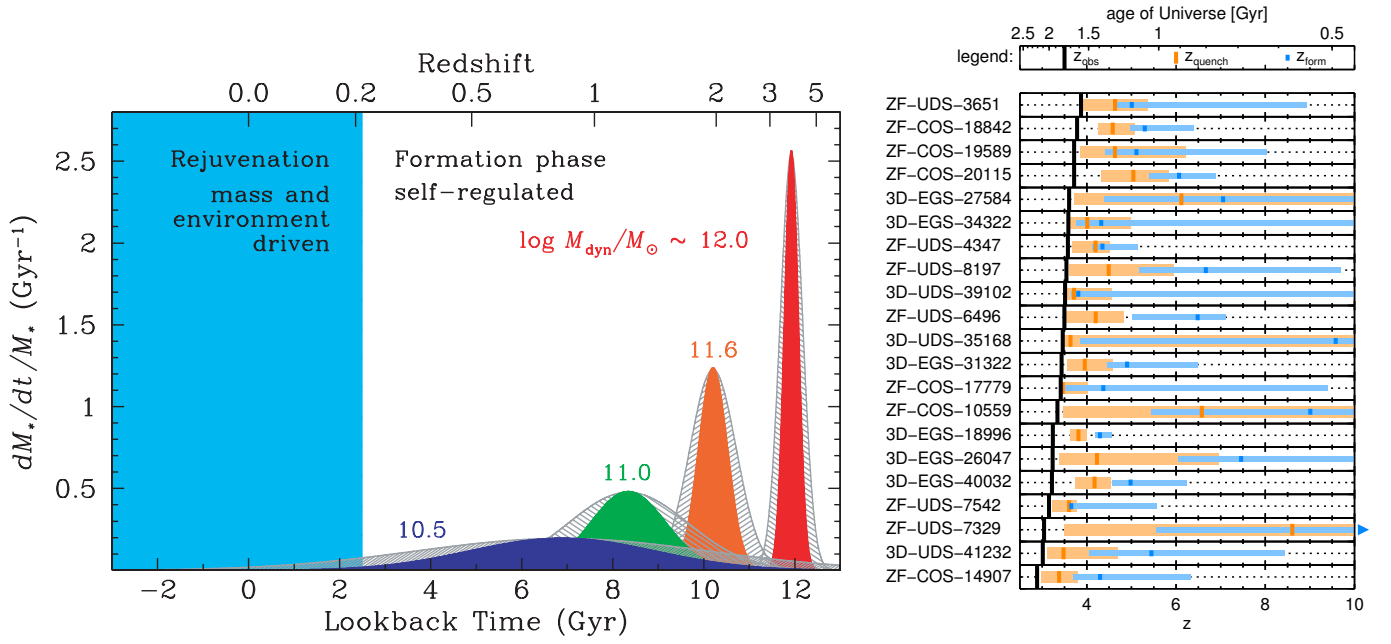


図 2.6: (左図) 近傍早期型銀河の可視分光観測から推定される星形成史 (Thomas et al., 2010). 縦軸は星形成率を星質量で割った specific star formation rate. 赤色で示した $\log(M_{\text{dyn}}/M_{\odot}) \sim 12$ の質量の大きな銀河は、 $z \sim 4$ の時代に短いタイムスケールの星形成活動を経験したことを示唆している. (右図) $z = 3 - 4$ の受動的銀河の近赤外分光観測から推定される星形成史 (Schreiber et al., 2018). 青いバーが形成時期を示しており、これらの銀河は $z = 5 - 7$ の時代に形成したことを支持している.

行われてきた (e.g., Fudamoto et al. 2020; 図 2.4). 特に、その観測対象としては非常に星質量が大きく、また紫外線光度が高い銀河、または紫外波長帯の明るい輝線により分光赤方偏移が確度よくわかっている銀河が対象として選ばれてきた. LST による広視野探査では、すばる望遠鏡、ユークリッド、ローマン望遠鏡などと合致した視野で観測を行い、星質量で偏向のない銀河サンプルのサブミリ波観測を行うことが可能になり、ALMA 望遠鏡により得られ始めた知識を偏りのないものとすることができる. 特に、低質量銀河が個別には検出が難しい場合、可視光・近赤外線などの他波長における観測で検出された銀河を用いたスタッキング解析を行うことで、その銀河種族の偏りのないサンプル選出を行った上で平均的な性質を導き出すことができる. すばる望遠鏡、ローマン望遠鏡などと同等の視野を獲得することで、シナジー効果は最大となろう.

巨大銀河の形成

階層的構造形成モデルにおいては、宇宙初期の小質量銀河が、星形成活動に加えて、他の銀河との合体を繰り返し、徐々に大きな銀河へと成長していく. 成長した大質量銀河はやがて星形成活動を止め、受動的に進化し、現在の宇宙では楕円銀河として存在していると考えられている. 可視分光観測から推定される楕円銀河を含む近傍早期型銀河の星形成史は、質量の大きな銀河ほど宇宙の初期に、そして短いタイムスケールで形成したことを示している (図 2.6). さらに近年の近赤外分光観測によって、赤方偏移 $z = 3 - 4$ にある星形成活動を止めた大質量の受動的銀河

が続々と発見されてきており、これらの銀河は $z > 4$ の時代の激しい星形成活動 ($\text{SFR} \sim 300 M_{\odot}^{-1}$, 数億年のタイムスケール) によって形成されたことを支持している (図 2.6). 測光観測においてはすでに $z \sim 6$ の受動的銀河の候補が報告されているものの (Mawatari et al., 2020), 分光確認された受動的銀河の現在の最遠方記録は $z = 4.01$ である (Tanaka et al., 2019). この記録は主に地上から観測できる波長帯 ($< 2.3 \mu\text{m}$) で制限されており, $2\text{--}5 \mu\text{m}$ での高感度分光観測を実現する James Webb Space Telescope (JWST) によって, 今後数年以内に $z = 5\text{--}6$ にある大質量 ($\log(M_{\star}/M_{\odot}) \sim 11$) の受動的銀河が分光確認されると期待される. その時にはこれらの銀河の祖先の有力候補である $z > 6$ で激しい星形成を伴う銀河, つまりサブミリ波銀河が, 巨大銀河の形成過程を理解する上で, 今以上に重要な位置を占めているだろう. 星形成活動が $\text{SFR} \sim 100 M_{\odot}^{-1}$ より小さい銀河の場合, $\log(M_{\star}/M_{\odot}) \sim 11$ の星質量に到達するまでに 10 億年かかるため, $z = 6$ の宇宙年齢である 9 億年より長くなってしまう. そのためサブミリ波銀河の一般的な定義は明確ではないが, ここでは $870 \mu\text{m}$ で 1 mJy ($\text{SFR} \sim 100 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) を超えるような銀河を主な観測対象とする.

ALMA の観測によって $z = 4\text{--}6$ では多くのサブミリ波銀河が同定されている一方で, $z > 6$ では $z = 6.9$ の SPT0311-58 (Marrone et al., 2018), $z = 6.3$ の HFLS3 (Riechers et al., 2013), $z = 6.0$ の G09-83808 (Zavala et al., 2018) の 3 天体しか分光確認されていない. SPT0311-58 と HFLS3 の 2 天体は $870 \mu\text{m}$ で 15 mJy ($\text{SFR} > 1000 M_{\odot}^{-1}$) を超えるような特異天体である一方で, G09-83808 は重力レンズによる増効率が 8–9 倍と大きいため, 本質的には $870 \mu\text{m}$ で 4 mJy 程度 ($\text{SFR} \sim 400 M_{\odot}^{-1}$) であり, この時代においてはより一般的な星形成銀河と言える. 理論モデル (Popping et al., 2020) では $z = 6\text{--}7$ にある 4 mJy の天体の表面個数密度は 1 平方度当たり 0.3 個と少ない一方で, 1 mJy の天体まで含めると 1 平方度当たり 8 個まで増えると期待されるが, 観測によって直接的に制限が与えられていないのが現状である. 巨大銀河の $z > 6$ での祖先となるようなサブミリ波銀河の表面個数密度の測定, さらに $z = 7\text{--}8$ を超えるサブミリ波銀河の発見が, 巨大銀河の形成過程を理解するために LST で解決すべき重要な課題である.

$z > 6$ にあるサブミリ波銀河を同定するためには, まずは $870 \mu\text{m}$ で $5\sigma \sim 1 \text{ mJy}$ の感度の広視野探索を行う必要がある. 表面個数密度が 1 平方度当たり 8 個を想定した場合, cosmic variance の影響を考慮し (Trenti & Stiavelli, 2008), 10% の精度で表面個数密度を測定するためには, 15 平方度以上の探索領域は必要である. 15 平方度の領域に $z = 6\text{--}7$ にあるサブミリ波銀河は 120 個と期待される一方で, $z = 4\text{--}6$ で $\sim 1,600$ 個, $z < 4$ で $\sim 90,000$ 個ものサブミリ波銀河が検出されると期待される (Popping et al., 2020). これら 90,000 個のサブミリ波源から $z > 6$ (または $z > 4$) の銀河を LST で効率的に同定していく必要がある. LST の $870 \mu\text{m}$ での空間分解能は 4–5 秒角であることから, 多くの天体で可視・近赤外での対応天体を直接同定し, 測光赤方偏移を得ることができる. このことから深い可視・近赤外域での測光データは必須であり, すばる望遠鏡やユークリッド, ローマン宇宙望遠鏡の広域探索との協調は必要不可欠である. サブミリ波銀河はダスト減光の影響を強く受けているため, 可視・近赤外データに基

づく測光赤方偏移は $z > 4$ において不定性が大きいものの、 $z < 4$ にある天体を除く目的においては効果的である。また可視・近赤外での対応天体がないものも 1 平方度当たり 500 個ほど検出されると期待されるが (Wang et al., 2019b), これらは $z > 4$ の可能性が高いため、全て LST で分光すべきである。

LST に最も求められるのは、高効率な分光観測を実現する機能である。 $z > 4$ にあるサブミリ波銀河の分光赤方偏移を得るためには、[C II] 輝線を観測するのが感度的には最も容易である。G09-83808 の [C II] 輝線フラックスをサブミリ波フラックス密度でスケールすると (Zavala et al., 2018), 1 mJy のサブミリ波銀河から期待される [CII] 輝線フラックスは 0.4 Jy km s^{-1} (600 km s^{-1}) である。重力レンズによる増光がなくとも、ALMA であれば 15 分の積分時間で [C II] 輝線を 5σ 検出することができる。LST の口径が 50m とすると約 3 倍の 45 分の積分時間で同様な検出が可能となる。一方で 1 mJy のサブミリ波銀河から期待される CO $J=6-5$ 輝線フラックスは $0.026 \text{ Jy km s}^{-1}$ であり、 5σ 検出するためには ALMA で 60 時間もの積分時間が必要となる。ここで問題となるのは、 $z = 4 - 8$ に赤方偏移した [C II] 輝線の観測周波数は 210-380 GHz であり、170 GHz という広い周波数範囲を観測しなければいけないことである。ALMA が一度に観測できる周波数範囲は現在の 7.5 GHz から 15 GHz に今後拡張される見込みであるが、LST で 170 GHz に渡るスペクトルを一度に取得することができれば、観測効率が ~ 11.3 倍向上する。LST で 1 天体ずつ観測する場合、アンテナの口径面積に相当する感度の差 (~ 3.1 倍) を考慮しても、ALMA に比べて ~ 3.7 倍効率的な分光探索が可能となる。分光観測すべきターゲットが 1000 天体以上であることを考えると、多天体分光機能によるさらに高い観測効率の実現が求められる。 $z > 4$ にあるサブミリ波銀河の表面個数密度に合わせて、300 平方分角より大きな視野内で 10 天体程度の多天体分光観測が実現できると、ALMA より 37 倍効率的な分光探索が可能となる。

以上の大規模分光探索が実現すれば、 $z = 4 - 8$ におけるサブミリ波銀河の表面個数密度の赤方偏移進化を確定し、巨大銀河がいつ、どのような頻度で形成されてきたのか明らかにできるだろう。また LST で発見・同定した銀河を ALMA や JWST で空間分解して観測し、力学状態や星・ガス・ダストの空間分布などを調べることも巨大銀河の形成過程を理解する上で重要である。

広視野観測により期待される新発見

近年の観測機器の発展により、赤方偏移 6 を超える初期宇宙においても多種多様な銀河が現在観測されつつある。一方で、現在の銀河サーベイでも観測されていない現象や天体は未だ数多く存在する事が考えられる。ここでは、LST の持つ驚異的なサーベイ能力を踏まえ、今後期待される新発見として、(1) 種族 III 星からなる星団、(2) 球状星団形成の現場、(3) 最遠方の塵に覆われた銀河について考える。

現在の構造形成論では、まず始めにミニハローが形成され、水素分子を介した冷却によりガスが重力収縮し、初代星（種族 III 星）が形成される (e.g, Yoshida et al., 2008). その後、種族 III 星は典型的に質量が重く、寿命が短い事

から数百万年後には超新星爆発を引き起こし周囲に重元素を放出する (Smith et al., 2015; Chiaki et al., 2018; Abe et al., 2021). それと同時に、ハローの質量はハロー同士の合体や物質降着を経て徐々に大きくなっていき、 $10^8 M_{\odot}$ 程度の重さになると星団形成、連続的な星形成が可能な初代銀河が出来る (Wise et al., 2012; Yajima et al., 2017). しかし、初代銀河内でどのような星形成が進んだのかは良く分かっていない。もし、種族 III 星による重元素汚染が十分でなく、重元素を含まない始原ガスが初代銀河に降着した場合、初代銀河内では、金属を含む種族 II 星だけでなく、種族 III 星の星団も形成されるだろう。また、局所的に紫外線輻射場が強い場所では、ミニハロー内での星形成が抑制されるため、始原ガスを保持した状態で初代銀河に合体・集積していくことになる。こうして、重元素、ダスト、種族 III 星、種族 II 星が混在した特異な天体が初期宇宙では形成していた可能性がある (図 2.7). この初代銀河における混合星種族の発見は、世界初の初代星直接観測、及び宇宙最初の重元素汚染の観測と言える。混合星種族の状態はサブミリ波帯と近赤外線の特徴的なスペクトルを示しうる。まず、初代星は星の有効温度が $T_{\text{eff}} \sim 10^5 \text{ K}$ と高く、高エネルギー光子を効率良く放射する (Schaerer, 2002). そのため、付近の酸素が 2 階電離状態となり、[OIII] $88 \mu\text{m}$ 輝線が非常に強くなる。そこで、あたたかい星間ガスから放射される [CII] $158 \mu\text{m}$ との光度比を使い、 $L_{\text{[OIII]}}/L_{\text{[CII]}}$ が 10 を大きく超える天体を見つける。これが候補天体となりうる。これは LST 単独の観測のみで研究が可能である。また、LST 観測開始時期には、JWST によって近赤外線のデータが豊富にある可能性がある。種族 III 星はヘリウムの 2 階電離を引き起こす。そのため、JWST 観測によって、ヘリウム 2 階電離による再結合輝線を持つ候補天体が見つかる可能性がある。しかしながら、ヘリウム輝線は水素ライマンアルファ輝線に比べても一桁以上暗く、限られた観測時間で高い S/N を得ることは難しい (Yajima & Khochfar, 2017; Vikaeus et al., 2022). したがって、LST によるフォローアップ分光観測によって、強固に初代銀河内の初代星を確定させる事が重要である。

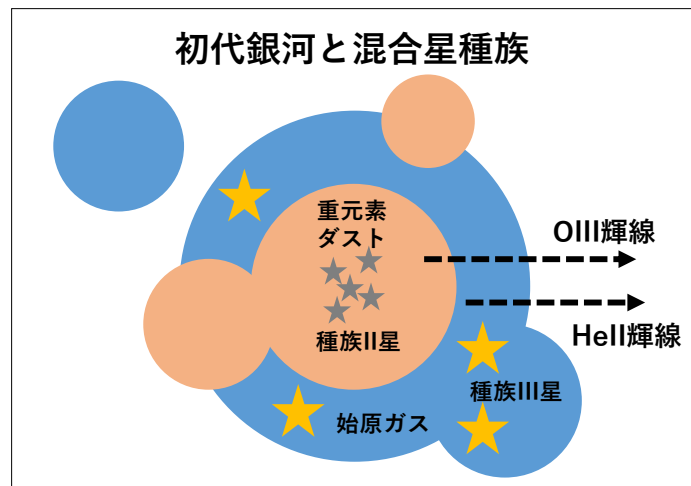


図 2.7: 初代銀河内の混合星種族形成の概略図。超新星爆発による重元素汚染が十分でない、もしくは重元素を含まない始原ガスが降着した場合、種族 III 星と種族 II 星が共存する事が予想される。

その後、初代銀河のハロー質量が増加していき、重力が強くなるにつれ銀河内には高密度なガス円盤が作られていく (e.g, Oh & Haiman, 2002; Pawlik et al., 2011). そして、そのような高密度円盤内でコンパクトかつ超高密度

なガス雲が作られた場合は、その中で球状星団が形成される可能性がある (Ricotti et al., 2016). 球状星団は初期宇宙と近傍銀河を結びつけ、宇宙論的な銀河進化を理解する上で鍵となる天体である。また、球状星団は形成現場の観測がほとんど無いことから、発見から 100 年以上たった現在でも形成メカニズムは分かっていない。近傍銀河で発見されている super star cluster は近い質量と星密度を持つ類似天体ではあるが、サンプル数が非常に少なく典型的な金属量も違うため、球状星団との関係はよく分かっていない。そこで、LST の広域サーベイを駆使することで、球状星団を形成中の初代銀河を観測することを考えてみる。現在の球状星団の数と年齢分布を考えると、球状星団の形成率密度は赤方偏移 6 以上において $\sim 5 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ cMpc}^{-3}$ である (Katz & Ricotti, 2013). ここで、典型的な球状星団の質量を $10^6 M_{\odot}$ 、形成時間を 1 Myr とした。形成途上の球状星団は塵を含む超高密度かつコンパクトなガス雲に覆われている。星団質量、ガス雲のサイズを考慮し、太陽近傍のダストと金属の質量比を仮定した場合、金属量が太陽の 100 分の 1 程度であった場合でも、紫外線に対して光学的に厚い状態となる。そのため、形成途上の球状星団は赤外線で見え、かつダストの温度は 100K 以上の高温状態になっていると考えられる。このダスト温度は、高赤方偏移サブミリ波銀河の典型的なダスト温度と比較して数倍高いため区別が可能である。そのピーク波長は赤方偏移 5 – 15 に天体がある場合、静止系では $\sim 230 - 530 \mu\text{m}$ となる。一方で、通常の星形成銀河でダスト温度 30 K を仮定した場合は、ピーク波長は $\sim 690 - 1590 \mu\text{m}$ となるため、短波長での分光観測が重要となる。したがって、空間、波長とも驚異的なサーベイ能力を持つ LST によって高温ダストソースを調べる。その後、ALMA 望遠鏡による空間高分解観測によって、高温ダストソースの位置を特定していく。もし、銀河の中心にある場合は、活動銀河核周囲のダスト熱放射の可能性が高いため、銀河中心から外れた位置にあるソースが重要となる。銀河中心の同定は [OIII] $88 \mu\text{m}$ 輝線や [CII] $158 \mu\text{m}$ 輝線マップを用いる。もし、全体の星形成が高くダストに覆われている場合は、滑らかな低温ダスト分布に対してホットダストスポットが観測されるだろう。この球状星団を保持する初代銀河の発見によって、初代銀河内の星間ガスの研究、そして球状星団の形成条件を明らかに出来る。また、形成途上の球状星団の大局的分布と近傍銀河ハロー内の球状星団分布を比較することで、銀河進化史の理解に道筋をつけていく。

さらに構造形成が進んでハロー質量が大きくなり、星形成が進むと銀河内にダストが蓄積されていく。それにより、塵に覆われた爆発的な星形成銀河が形成される。宇宙大規模構造における高密度領域では、赤方偏移 6 においても天の川銀河程度の大質量銀河が既に 100^3 cMpc^3 あたり数個程度形成されていると考えられる。このような初期宇宙の大質量銀河は、星の紫外線の大半がダストによって吸収されていることが数値シミュレーションによって示唆されている (Yajima et al., 2022). これらの輻射輸送シミュレーションによると、赤方偏移 10 においてもハロー質量が $10^{11} M_{\odot}$ を超えると、ダストに覆われた銀河が形成される。このような数値シミュレーションを用いて、ハロー質量とサブミリ波フラックスの関係を各赤方偏移で導出し、ハロー質量関数と組み合わせることでサブミリ波光度関数を理論的に作成することが出来る。図 2.8 は赤方偏移 3, 6, 10 における波長 1.1mm の光度関数である。LST により 0.1 mJy の感度で 1 Gpc^3 の体積をサーベイした場合、赤方偏移 10 のダストに覆われた銀河が観測出来る可能

性がある。このように, LST の広域サーベイは超遠方銀河の探査にとって強力なツールとなりうる。また, このような理論モデルと LST による広域サーベイの結果を比較することで, 標準的構造形成論や銀河理論モデルの検証を行う事が可能である。もし, 理論予想される光度関数を大きく下回った場合は, 重元素ガスに対してダストがほとんど作られていない, ダストとガスの分布が大きく広がって星の光を遮蔽しない, 大質量銀河内の星形成が予想よりも非常に小さいなどが考えられる。一方, 理論予想よりも大きく上回った場合は, 大質量銀河内の星形成が非常に早く進んでいる, もしくは標準的構造形成論に綻びがあるなどが考えられる。これらに加え, 広域サーベイによって, 赤方偏移 6 程度ではサブミリ波銀河が 10 万個以上検出される可能性がある。この場合, サブミリ波銀河を大規模構造のプロープとして, クエーサーや他の銀河との相関や, 宇宙再電離との関係に迫ることが出来るだろう。

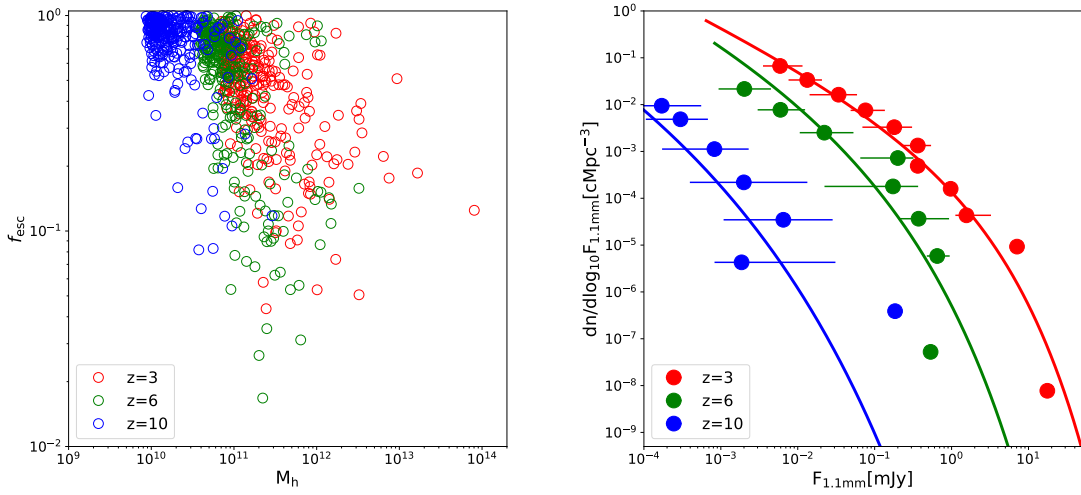


図 2.8: (左図) Yajima et al. (2022) より改変. ハロー質量と紫外線脱出率の関係. (右図) 波長 1.1mm における光度関数 (単位体積, 単位明るさ辺りの銀河の個数). 左図の計算からハロー質量とサブミリ波フラックスの関係を導出し, ハロー質量関数と組み合わせることによってモデル化を行った。

宇宙再電離

広い視野を持つ LST では, 宇宙再電離現象の研究においても活躍すると考えられる。宇宙再電離とは, $z \sim 8$ において銀河間ガスが銀河などの天体からの放射によって電離される現象を指し, その詳細な過程を明らかにすることは現在の宇宙物理・天文学における重要課題の一つとなっている。

LST による広域分光観測, もしくは天体分光観測によって $z > 6$ における $[\text{CII}]158/[\text{OIII}]88$ 輝線銀河カタログを構築することができれば, それは宇宙再電離を探るにおいて重要な情報を与える。例えば, 遠方の輝線強度関数を制限することができれば宇宙再電離に必要な電離光子の銀河からの脱出確率や平均的な宇宙再電離史を明らかにすることが可能となる。輝線放射に着目することでこれまでの UV 光度を用いた制限 (Bouwens et al., 2015a) に比べ, 電離光子量をより高い精度で測定することができると考えられる。ただし, 赤方偏移の同定においては 2 つ以上

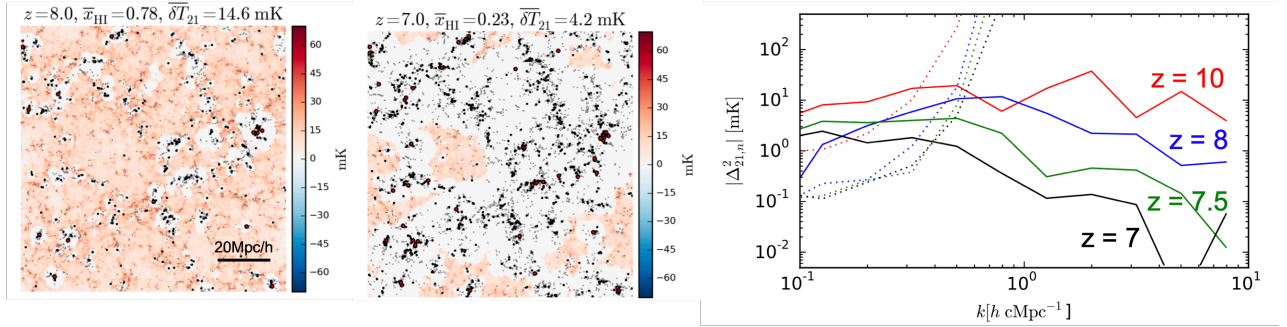


図 2.9: (左図) 宇宙再電離シミュレーションによって得られた、赤方偏移 7, 8 における 21cm 線強度マップ（カラー）と [OIII] 光度 $10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ 以上の輝線銀河の分布（黒点）。（右図） $z = 7, 7.5, 8, 10$ における 21cm 線と [OIII] 銀河（光度 $10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ 以上）の間の相互パワースペクトル（実線）と、SKA と LST による銀河サーベイによって 1 平方度程度の領域が観測された場合のノイズレベル（点線）。図はいずれも [Moriwaki et al. \(2019\)](#) より改変。

の輝線を検出する必要がある、上記「初期宇宙での銀河」ですでに議論されているように、 $z > 6$ では必要に応じて ngVLA による CO 輝線観測などと組み合わせることも重要になる。

LST 単独の寄与以外にも、2020 年代後半から始動する Square Kilometre Array (SKA; [Koopmans et al., 2015](#)) などの電波干渉計観測とのシナジーが非常に重要となると考えられる。これまで、宇宙マイクロ波背景放射 (cosmic microwave background, CMB) や遠方クエーサー、 $\text{Ly}\alpha$ 天体の観測によって、 $z \sim 6$ においてすでに全銀河間ガスのうち 90 パーセント程度が電離していたことがわかっている。しかし、こうした観測では視線方向に積分された情報や特定の視線方向の情報など、限られた情報しか得ることができない。ここで重要となるのが、銀河間ガス中の中性水素から放射される波長 21cm の輝線（21cm 線）である。SKA などの干渉計では、広領域を分光観測することで 21cm 線の三次元の強度分布を測る。こうした観測手法は輝線強度マッピングと呼ばれる。得られた強度分布から中性水素分布を直接調べるには、非常に高い感度が必要となる。そこで、現在実行・計画されている観測では、主にパワースペクトルなど、ランダムなノイズの影響を低減できるような統計的なシグナルの検出が注目されている。これまでの 21cm 線強度マッピング観測ではパワースペクトルの上限値のみが得られているが (e.g., [Trott et al., 2020](#)), SKA ではより高感度のパワースペクトル観測が行われる予定である。しかし、こうした観測の観測周波数帯では遠方 21cm 線以外にも非常に明るい前景放射が存在し、SKA を持ってしても遠方シグナルのみを取り出すことはそう簡単ではない。そこで重要となるのが、銀河などの大規模構造トレーサーと 21cm 線マップの相関解析である。こうしたトレーサーは、同じ赤方偏移帯からの 21cm 線とは何かしらの相関を持っている一方、前景放射とは全く無関係に分布していると考えられるため、それらの寄与を減らし、宇宙再電離期におけるシグナルのみを取り出すことができる。

LST によって得られる広領域にわたる遠方輝線銀河の三次元分布は、非常に有用な大規模構造トレーサーとなると考えられる。図 2.9 左に、宇宙再電離のシミュレーション ([Moriwaki et al., 2019](#)) で得られた 21cm 線強度と銀河の分布を示す。高密度で銀河が多い領域ほど銀河間ガスはより電離されているため、負の相関シグナルが得られ

と考えられる. 図 2.9 右には 21cm 線と, [OIII] 光度が $10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ 以上の天体からなる銀河サンプルの間の相互パワースペクトル (実線) と, SKA と LST などによる銀河サーベイによって 1 平方度程度の領域が観測された場合のノイズレベル (点線) が示されている. この [OIII] 光度の下限は, 例えば $z = 8$, 速度幅 100 km s^{-1} の場合約 1 mJy に対応する. こういった観測によって, 大スケール (small k) でのシグナルを数 σ 程度で検出可能であることがわかる. 大スケールシグナルの検出精度は観測領域の広さに比例するため, SKA によってサーベイが行われる 25 平方度の領域にわたって LST でのサーベイを行うことで最大のリターンを得ることができる.

相互相関シグナルは前景ノイズを軽減するだけでなく, 21cm 線の自己相関パワースペクトルと相補的な情報を与え, より詳細に宇宙再電離史を制限することに寄与する. 例えば, 電離バブルの大きさや, 再電離以前に起きたとされる銀河間ガスの加熱現象に関する情報が得られると考えられている. 特に, 大規模構造トレーサーの候補としてこれまでよく用いられてきた $\text{Ly}\alpha$ 輝線銀河が中性度の高い高赤方偏移ほど検出しにくくなるのに対して, [CII] や [OIII] 輝線の場合はこのようなことがないため, LST によって宇宙再電離の最初期やそれ以前の加熱現象を初めて詳細に探ることができると期待される.

遠方 21cm 線観測では輝線強度マッピングという手法が用いられることを上述したが, 同様の手法は, 銀河からの輝線放射に対しても用いることができる. LST においても, 超広帯域分光撮像装置を用いた 3 バンド分光撮像 (Kohno et al., 2020) によって得られる [CII]/[OIII] 輝線強度分布と 21cm 強度分布との相互相関シグナルを検出し, 宇宙再電離に制限を与えることができると期待される. 輝線強度マップを用いた方法では暗い銀河からの寄与も含めたコンプリートな情報が得られるという利点がある一方, LST 観測データにおけるノイズや前景放射の寄与も得られるシグナルに含まれてしまう. このため, 系統的な誤差を抑えて高い精度でシグナルを検出するためには, ノイズの低減やより手前の赤方偏移からの放射の適切な除去が非常に重要な課題となる. しかしながら, この観測手法ではより低コストで広領域を掃くことができるため, こうした課題を解決できさえすれば, 大スケールにおける相互相関シグナルの検出においては個々の銀河を解像するような観測手法に比べてより強力な手法となると考えられる.

2.1.2 初期宇宙での環境効果

現在の宇宙に見られる銀河の諸性質と銀河環境の関係 (いわゆる環境効果) は, 宇宙の歴史のなかでいつ・どのように確立したのだろうか? 初期宇宙の銀河団 (原始銀河団) を探査し, 過去の宇宙で銀河が群れ集まる現場を捉えることが, 環境効果発現の歴史を紐解くうえでもっとも直接的なアプローチである.

近傍銀河団に棲息する大質量楕円銀河は, 星種族の解析などから遠方宇宙 ($z \gg 2$) において短いタイムスケールで (爆発的な星形成を伴って) 形成されたと考えられている. 理論的にも, 宇宙全体の星形成率のうち, 原始銀河団の銀河が担う割合が $z \sim 2$ では約 20%, $z \sim 10$ では約 50%と予想されており (Chiang et al., 2017), 銀河進化にお

ける環境効果の起源の理解だけでなく、初期宇宙に発現する爆発的星形成銀河の環境同定、さらには宇宙再電離への原始銀河団の寄与なども興味深いテーマとなってくる。

LST は、ミリ波/サブミリ波帯での高いサーベイ効率を実現し、初期宇宙における若い銀河集団を捉えるためのきわめて強力なツールとなる。以下に述べるとおり、近年の研究ですで見つかった原始銀河団内の隠された星形成活動を明かすだけでなく、サブミリ波天体の集団としてこれまで見逃されていた新しい銀河集団が多数見えてくると期待される (Miller et al. 2018a; Koyama et al. 2021)。よって本節で掲げる主要テーマは、(1) 宇宙再電離期にまで遡って初代銀河団・初代銀河群を捉えること、そして (2) 多波長連携によって初期宇宙における銀河団形成現場の全貌を理解することである。

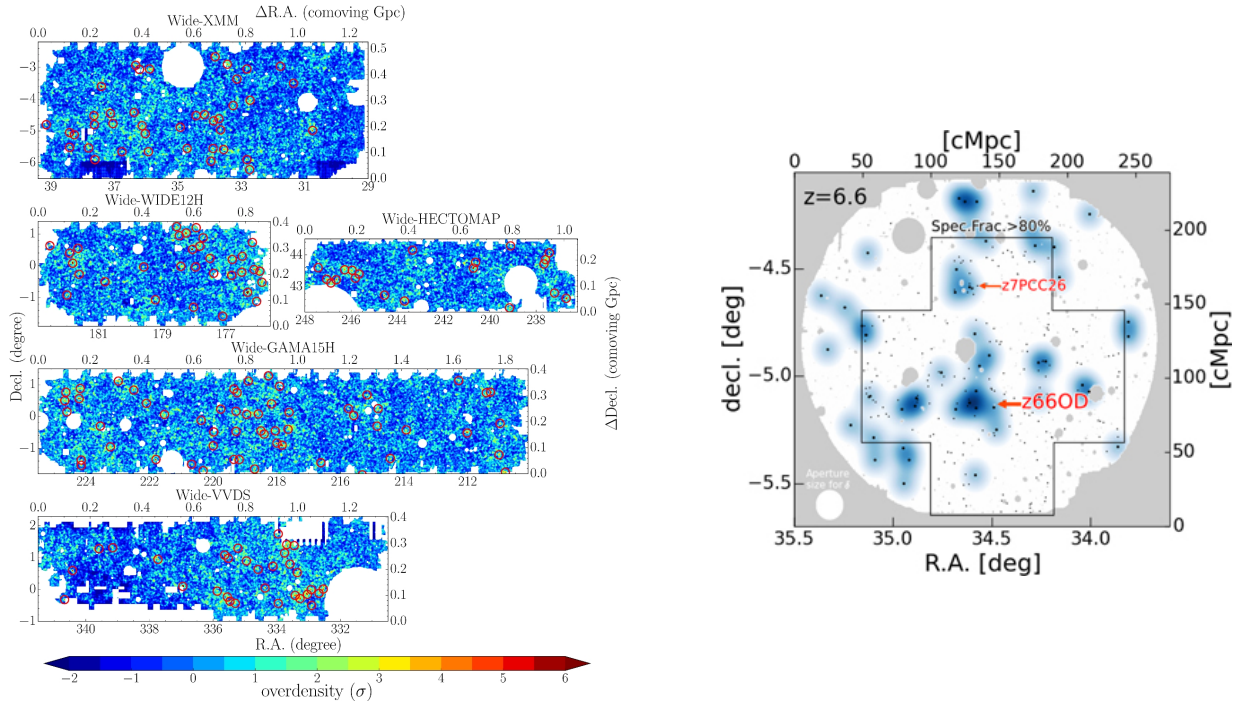


図 2.10: 静止系紫外でみつかった遠方の原始銀河団 (候補) 領域の例. (左図) HSC-SSP wide 領域における g -drop-out 銀河の密度超過マップ (Toshikawa et al., 2018a). 179 個の $z \sim 3.8$ 原始銀河団候補領域 (赤丸) がみついている. カラーは領域内の銀河の平均個数密度に対して、どれくらい銀河が群れているのかに対応している ($\text{overdensity} = (\rho - \bar{\rho})/\sigma$; ρ : 局所数密度, $\bar{\rho}$: 局所数密度の平均, σ : 局所数密度の分散). (右図) 分光同定された $z \sim 6.6$ の原始銀河団領域 (z66OD; Harikane et al. 2019). $\text{Ly}\alpha$ 輝線銀河の密度超過領域として見つかり、分光同定された. カラーコントアは、 $z = 6.6$ の $\text{Ly}\alpha$ 輝線銀河の個数密度を表している. ©AAS. Reproduced with permission.

LST 単独でできるサイエンス

- **ダスティーな銀河でトレースされる初期宇宙の原始銀河団と大規模構造の探査:** サブミリ波連続光でのかつてない広域深宇宙探査を実現できれば、初期宇宙のサブミリ銀河を無バイアスに探することができる。これ

までに行われた静止系紫外線での原始銀河団の探査から、原始銀河団の存在個数は 1 平方度あたりおよそ 1 個/ $\Delta z=1$ である。そのため、十分な原始銀河団サンプルを構築するには 10 平方度以上のサーベイが必要になってくる。また、 $z \sim 10$ 程度まで超高光度赤外線銀河 (ultra luminous infrared galaxy, ULIRG) クラスの天体 ($L_{\text{IR}} \geq 10^{12} L_{\odot}$) を検出できる深さを基準に考えると、850 μm 帯の連続光で 0.6 mJy (5σ) 程度の深さが要求される。従来の JCMT やハーシェル宇宙望遠鏡による探査では、コンフュージョン限界による感度不足によって、個別に検出できるのはごく明るい天体に限られている。一方で ALMA は感度は十分であるものの、10 平方度規模の広域マッピング観測は不可能である。LST による広域探査によってサブミリ波天体の集団として原始銀河団の候補領域をまずは同定し、その後 LST 自身で集中的に [OIII]88 μm , [CII]158 μm , CO 等の輝線を使って多天体分光または面分光する戦略が考えられる。この際には、LST の連続光多色データによる赤方偏移推定が役に立つと期待される。もちろん分光フォローアップは CO 輝線などを狙って ALMA を用いることもできるだろう。赤方偏移を決めることができれば、銀河団銀河の素性について赤方偏移進化の議論も可能となる。初期宇宙で ULIRG のようなダスティーな銀河は宇宙大規模構造のどこに、いつ、出現したのか？そもそも再電離期の宇宙にダスティー銀河の集団はあるのか？宇宙大規模構造を一度に広く捉えることができる LST によって、これらの問いに答えを出すことができる。また広域探査を行うことで、クラスタリング解析 (e.g., [Wilkinson et al., 2017](#)) も可能となり、ダスティーな銀河のハロー質量などに制限を与えるとともに、他の銀河種族と比較することができるだろう。

他望遠鏡とのシナジーでできるサイエンス

- **静止系紫外で同定された銀河・原始銀河団の LST フォローアップ:** すばる望遠鏡の HSC などの活躍により、 $z \sim 6$ を超える宇宙にも原始銀河団が報告されるようになってきた (図 2.10; [Toshikawa et al. 2018a](#); [Harikane et al. 2019](#) など)。しかしこれらの原始銀河団は、静止系紫外線で明るい銀河種族 (Lyman break galaxy, LBG や Lyman- α emitter, LAE) の密度超過領域として見つかったものであり、ダストに隠されていない光にバイアスされている可能性がある。実際、 g ドロップアウト銀河の集団として見つかった $z \sim 4$ の原始銀河団領域 (図 2.10 左) について赤外線データをスタッキング解析することで得られた原始銀河団の平均的なスペクトルエネルギー分布 (spectral energy distribution, SED; 図 2.11) からは、一般に原始銀河団内部に大量のダストに隠された遠赤外線放射源が潜んでいることが示唆されている ([Kubo et al., 2019a](#))。LST ならば、この原始銀河団中に隠された未知の遠赤外線源を、個別の銀河団について、かつ個別の天体に分解して捉えることができるため、初期宇宙の原始銀河団の個性 (銀河団内の全星形成率、ダストに埋もれた星形成活動の割合、メンバー銀河の空間分布など) にまで迫ることができる。また LST の感度をもってすれば、静止系紫外線で検出された明るい LAE/LBG などについて、その遠赤外線光度を直接求めることもできるだろう。ユークリッド、ローマン望遠鏡、ULTIMATE-Subaru、GREX-PLUS などの次世代計画による近赤外線での広域深宇宙

探査が進んでくると, LBG の探査は $z = 10$ を超えて, $z \sim 17$ まで拡張できるようになる (Harikane et al., 2022a). このような広域探査で見つかる銀河は明るいいため, 大質量のダークマターハローに存在することが予想される. そしてその周りでは同時代の銀河が密集しており, 原始銀河団を構成している可能性が高い. それらを LST でフォローアップし, 原始銀河団のメンバー銀河の分光同定だけでなく静止系紫外では見えなかったダストに隠された銀河を発見することで, 星形成率や星質量を測定でき, 超初期宇宙の原始銀河団における銀河の形成プロセスが初めて詳細に見えてくるだろう. さらにこのような大質量ハローに属する明るい銀河は, 宇宙の非常に初期に生まれた銀河である可能性が高く, 銀河の年齢や金属量等の物理的な性質を調べることとで初代銀河の形成時期に迫ることができるだろう (e.g., Hashimoto et al., 2018). なお初期宇宙の原始銀河団とその周囲の密度超過領域に属する銀河は天球面上で少なくとも数 10 分角にわたって分布しているため, LST のもつ広い視野 (高いサーベイ効率) が大きな強みとなる.

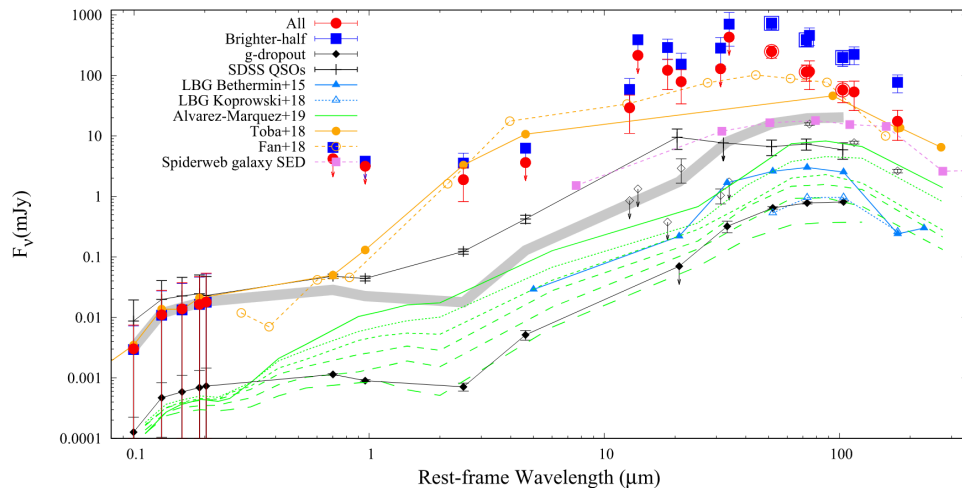


図 2.11: スタッキング解析によって得られた, HSC-SSP で見つかった $z \sim 4$ の原始銀河団の平均的な SED (Kubo et al., 2019a). 静止系紫外線によって見つかった $z \sim 4$ の原始銀河団領域においても, ダストに隠された活発な星形成活動が起こっていることが示唆された. LST では, $z \sim 4$ 原始銀河団銀河からの静止系 $170\mu\text{m}$ 付近のダスト放射を狙う. ©AAS. Reproduced with permission.

- **静止系可視光で同定された原始銀河団の LST フォローアップ:** 2020 年代中盤以降, ユークリッド, ローマン望遠鏡, ULTIMATE-Subaru, さらには GREX-PLUS といった広視野近赤外線観測装置が登場すると, quiescent 銀河を含むより進化の進んだ銀河の集団として銀河団・原始銀河団領域が多数見つかることが期待される. 観測できる波長範囲の制限から, ユークリッドでは $z \sim 3$ まで, ローマン望遠鏡や ULTIMATE-Subaru では $z \sim 5$ まで, GREX-PLUS では最大 $z \sim 8$ までバルマーブレイクに基づく銀河探査が可能になる. 近傍宇宙では, 大質量の銀河団ほど銀河団内の星形成活動が低く, quiescent 銀河の割合が高いことが知られていることから, 上で述べた静止系紫外で同定される原始銀河団に比べてより成熟したシステムが見つかる

ると期待される。ここでの LST の役割は、大質量銀河 [$\log(M_*/M_\odot) \gtrsim 10$] の集団として見つかる原始銀河団とその周辺領域をサブミリ波連続光で広域にフォローアップし、原始銀河団内外のダストに隠された星形成活動を定量化することである。そして (1) 星形成活動を止めた銀河、(2) ダストに隠されていない星形成銀河、(3) ダストに隠された星形成銀河の存在比とその空間分布を各時代の原始銀河団で定量化することで、まさに本節で掲げた原始銀河団の全貌理解というゴールへつなげることができる。また LST のスタッキング解析によって銀河団中の quiescent 銀河の (平均的な) 星形成活動性、ガス質量などに制限を与えることもできれば、原始銀河団における quenching mechanism を議論するうえで重要な情報を付与できると期待される。 $z \sim 2$ までの quiescent 銀河に対して得られている平均的なダスト SED の形を仮定し (Magdis et al., 2021), スタッキング解析によって得られた $850 \mu\text{m}$ 帯のダスト連続光フラックスを赤外線光度に焼き直すことで、quiescent 銀河の星形成率に対して制限を与えることが可能となる。ガス質量に対する制限については、近年 CO に代わる分子ガストレーサーとして注目されている $[\text{C I}]609 \mu\text{m}$ 線や $370 \mu\text{m}$ 線といった輝線が有用であると考えられる (第 2.1.3 節を参照)。

以上のように原始銀河団探査の現状は、観測手法の制約から静止系紫外線 (LAE/LBG) に基づく探査が大きく進んでおり、我々の原始銀河団についての理解も静止系紫外の情報に頼っている部分が多い。しかし 2020 年代には上述のとおり近赤外線での広域深宇宙探査が大きく進むことが確実で、さらにすばる望遠鏡 Prime Focus Spectrograph (PFS) によって、いわゆる銀河間物質 (intergalactic medium, IGM) トモグラフィーの手法に基づくまったく新しい宇宙構造の探索も行われる。多波長による広域深宇宙探査が大きく進む 2020–2030 年代に、LST は宇宙史のあらゆる時代のダストに埋もれた天体を広視野かつ無バイアスに探査できるもっとも強力な望遠鏡であり、銀河団およびその内部で成長する銀河の進化を理解するうえできわめて重要な役割を果たすことが期待される。

2.1.3 初期宇宙での銀河の性質

ダストの生成と進化

LST の連続光観測では、宇宙の広大な領域にわたる様々な年代のダストをサーベイできる能力が期待される。ここでは高赤方偏移に重点を置きつつ、様々な赤方偏移でのダスト検出に関して、科学的動機と検出可能性を議論する。

ALMA により、高赤方偏移の LBGs でもダストの存在が確かめられた (e.g., Watson et al., 2015)。特に、ALMA でのダスト放射検出は赤方偏移が 5 を超える LBGs にも及んでおり、宇宙年齢が 1 Gyr (つまり、現在の 1/10) を下回る宇宙においても、既にダスト減光・再放射が重要であることが示唆されている。現在のダスト観測のフロンティアは $z \sim 8$ 程度にまで伸展しており、それには日本の研究者も大いに寄与している (e.g., Tamura et al., 2019; Hashimoto et al., 2019; Harikane et al., 2020; Fudamoto et al., 2021; Inami et al., 2022)。今後さらに ALMA で

「フロンティア開拓」が進むことで高赤方偏移のダスト進化に関する理解は急速に深まっていくことが期待される。一方で ALMA では視野が限られているため、個々の既知の天体を観測することが基本戦略になるため、一気に大サンプルを取り全体像を把握する研究を行うには限界がある。

高赤方偏移のダスト観測の重要性は、宇宙でのダスト進化の起点、つまり宇宙で初のダスト生成に迫ることができる点である。ダストの生成は、気相の重元素が固相に変化するのに（ダストの凝縮に）適切な環境が実現される星の進化の終末期に起こる。高赤方偏移では、寿命の短い大質量星が超新星爆発を起こす際にダストを供給すると考えられる (Todini & Ferrara, 2001; Nozawa et al., 2003a; Valiante et al., 2009)。一方、星間物質が既にダストや重元素を多く含有する場合、分子雲などの低温・高密度の環境では既存のダストに重元素が降着する。実際、銀河系などのダスト質量の大部分はこの降着によるダスト成長により維持されていると考えられている (Dwek, 1998)。銀河におけるダスト質量の進化は、いわゆる化学進化モデル (Tinsley, 1980) – 銀河の重元素率の進化を星形成史に基づいて計算するモデル – を拡張することによってモデル化が可能である (Lisenfeld & Ferrara, 1998; Dwek, 1998; Hirashita, 1999)。ダストの生成源として星からの供給と星間ガス中での成長を考慮し、さらにダスト消失の過程として星間衝撃波による破壊や星形成による除去も取り入れたモデルにより、銀河のダスト質量の進化を重元素率の進化と整合的に計算することができる。

ダスト進化モデルは ALMA によるダスト観測のフロンティアである $z \sim 7$ にも適用され、ダスト進化の描像を得る有力な武器となるとともに、問題点も浮き彫りにしている。 $z \sim 7$ 程度の初期宇宙でも超新星から供給されるダストだけではダスト質量が説明できない銀河があり (Mancini et al., 2015)、星間ガス中のダスト成長が $z \sim 7$ で既に起こっている可能性が強く示唆されている。しかし、Liu & Hirashita (2019) によれば、 $z \sim 7$ で観測された LBGs のダスト質量は、超新星での高いダスト凝縮効率か分子雲中での高いダスト成長率のどちらかを仮定すれば説明できる (Wang et al. 2017 も参照)。つまり、ダスト凝縮効率や成長率の正確な値が理論的に得られないので、ダストの主要な生成源がどちらであっても LBGs のダスト質量は観測の不定性も考慮して説明できてしまう。また、ALMA 観測の性質上、ダストの検出された少数の個別天体に大して導き出された結論をどれくらい一般に敷衍して論じることができるかは不明である。この状況を克服するためには、理論研究（ダスト凝縮理論など）の発展はもちろん、観測的・統計的に精確なダスト質量を適切な波長サンプリングで大きなサンプルについて求めていくことが非常に重要である。

まずはダスト光度とダスト質量を結びつけることが必要となる。ダストの単位周波数 ν あたりの光度は、銀河の静止系で記述すると以下の様になる：

$$L_\nu = 4\pi\kappa_\nu M_{\text{dust}} B_\nu(T_{\text{dust}}) \quad (2.1)$$

ここで、 κ_ν は質量吸収係数（ダスト質量当たりの吸収係数）、 M_{dust} はダスト質量、 T_{dust} はダスト温度、 $B_\nu(T_{\text{dust}})$ は

プランク関数である。つまり、銀河までの距離はわかっているものとして、ダスト質量を観測データ (L_ν) から見積もるためには、ダストの質量吸収係数とダスト温度の両者が必要である。

ところが、質量吸収係数、温度ともに、特に高赤方偏移では不定性が大きい。これは天体信号の強度が弱いために不定性が大きいこともあるが、観測される波長の選択と少なさにも起因している。高赤方偏移銀河からの信号強度が微弱なのは感度を上げるほかないが、波長の選び方を適切にすればより正確なダスト温度を出すことは可能である。また、ダスト放射を多バンドで観測することにより、質量吸収係数の波長依存性も議論することが原理的には可能となる。したがって、LST による将来観測を議論する際には、どのバンドで観測するとどれくらいのメリットが得られるかという検討が鍵となる。この節では、ダスト質量をよりよく決めるための観測戦略を中心に議論し、最後に理論計算や他観測とのシナジーによりどのようにダスト進化の理解に繋がっていくのかも言及する。

確実に観測できるターゲットとして、既に可視などでサンプルされている銀河、特に LBGs を LST で観測することを考える。LST が観測を始める頃には、多くの LBGs は ALMA で既に観測されているであろう。しかしながら、観測条件の厳しい $450\ \mu\text{m}$ より短波長では、観測に適した気象条件が比較的稀である上に他観測との競合もあり、ALMA では限られた（何等かのバイアスのかかった可能性のある）サンプルしか観測されない可能性が高い (Chen et al., 2022)。したがって、 $450\ \mu\text{m}$ 以下の波長での系統的な LBG の観測が大きな柱として考えられる。視野を無駄にしないために、サーベイ観測データとして利用する、LBG の周辺環境を探索するなど、他の課題との組み合わせも積極的に考えるべきである。

上で述べた様に、ダスト温度測定のパラメータを上げることが、正確なダスト質量を得るためには重要である。また、ダスト温度は、赤方偏移に従って「進化」しているという報告もあり (Schreiber et al., 2018; Bakx et al., 2021)、特に $z \gtrsim 5$ でも系統的な赤方偏移依存性があるのかは、銀河進化初期の星間輻射場の進化とも関連し、興味深い。ダスト温度を決定するためには、ダスト SED のピーク波長周辺でのデータが鍵となる。ダスト放射 (L_ν) がピークとなる波長 (λ_p) の目安は、

$$\lambda_p \simeq \frac{hc}{(3 + \beta)k_B T_{\text{dust}}} \simeq 100\ \mu\text{m} \left(\frac{T_{\text{dust}}}{30\ \text{K}} \right)^{-1} \quad (2.2)$$

で与えられる。ここで、 β は emissivity index ($\kappa_\nu \propto \nu^\beta$) で、 $\beta = 2$ (astronomical silicate や graphite の値 Draine & Lee, 1984) を仮定した。赤方偏移 z の銀河では、ピーク波長は $(1 + z)\lambda_p \simeq 100(1 + z)(T_{\text{dust}}/30\ \text{K})^{-1}$ となる。高赤方偏移 LBG では、CMB 温度が高くなる効果を差し引いても、ダスト温度が近傍銀河より高いことが示唆されており (e.g., Bakx et al., 2021)、 $z \lesssim 4$ からの外挿で予想されるダスト温度 $T_{\text{dust}} = 40\ \text{K}$ を仮定するとピーク波長は $z \sim 5\text{--}10$ で $450\text{--}800\ \mu\text{m}$ となり、実際に $z \sim 8$ で観測されている高温ダスト $\sim 80\ \text{K}$ (Bakx et al., 2020) を仮定すると同じ赤方偏移の範囲で $200\text{--}400\ \mu\text{m}$ となる。したがって、ダスト温度の決定精度を上げるには ALMA でよく用いられる $850\ \mu\text{m}$ より短波長のバンドでの観測が必要である。

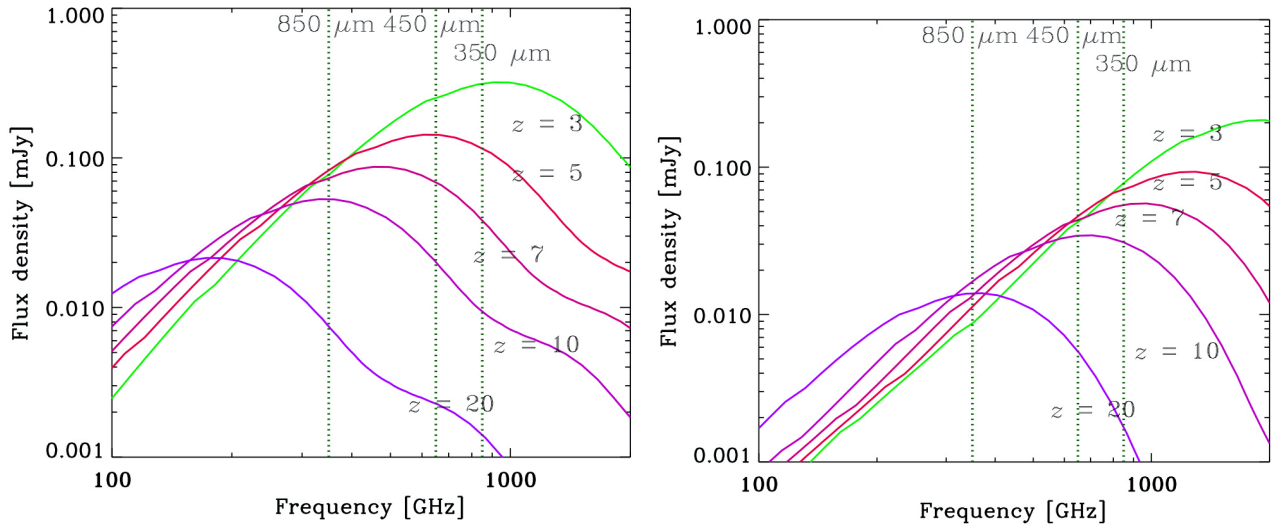


図 2.12: 赤外ダスト光度 $L_{\text{IR}} = 10^{11} L_{\odot}$ を固定し, $T_{\text{dust}} = 40 \text{ K}$ (左図) と 80 K (右図) で経験的 SED モデル (Totani & Takeuchi, 2002) で生成した SED を様々な赤方偏移 $z = 3, 5, 7, 10, 20$ に置いたときに観測されるフラックス. $850, 450, 350 \mu\text{m}$ に相当する周波数を点線で示す. フラックスは L_{IR} に単純に比例する.

短波長バンドの可能性としてはまずは ALMA Band 8 ($\sim 650 \mu\text{m}$) も有効である (e.g., Faisst et al., 2020) が, ダスト温度が高い, もしくは赤方偏移が大きい場合には Band 8 でもダスト放射のピークを捉えることはできない. また, 上記で述べた様に ALMA の観測しやすい波長では観測が進む可能性が高いため, LST では $450 \mu\text{m}$ 帯を最優先に狙うべきである. さらに, ダスト温度が高くかつ高赤方偏移にある天体に関しては $350 \mu\text{m}$ 帯への観測計画の拡張が検討されるべきである. これによって例えば, 80 K などの天体 (Bakx et al., 2020) でも宇宙再電離の初期に近い $z \sim 10$ までピーク波長付近を捕らえられるようになる. これを視覚的に掴むために, 図 2.12 に, ダスト温度 $T_{\text{dust}} = 40 \text{ K}$ と 80 K の天体を様々な赤方偏移に置いたときに観測されるフラックスを示す. 全赤外ダスト放射の光度は $L_{\text{IR}} = 10^{11} L_{\odot}$ を仮定したが, フラックスは L_{IR} に単純に比例する. SED モデルは, Totani & Takeuchi (2002) の経験的なモデルを用いた.

図 2.12 より, ダスト温度 40 K 程度の天体では, $450 \mu\text{m}$ 帯は $850 \mu\text{m}$ に対して SED のピークの反対側 (Wien 側) を観測できることがわかる. さらに, 80 K 程度の高ダスト温度をもつ $z \gtrsim 7$ の天体では, ピークを捉えるには $450 \mu\text{m}$ かそれより短い波長での観測が必要であることが見て取れる. したがって, 上で述べた様に $450 \mu\text{m}$ (もしくは $350 \mu\text{m}$) での観測がダスト温度を決めるのに重要である.

しかし, 短波長観測にはデメリットもある. 温度が 40 K 程度であるかそれより低い場合, いわゆる負の K 補正の効果は期待できず, フラックスは赤方偏移と共に急激に下がってしまう. それでも, ダスト温度の高い (例えば 80 K) 天体は, $z \sim 10$ までフラックスが落ちない. これは, $z \sim 10$ にある高温ダストを持つ天体を検出するためには, 短波長 (高周波) での観測が有利かつ必須であることを示唆している.

以上の議論から, 短波長のメリットを最大限に活かすには, $z \sim 10$ の高温ダスト天体が狙い目である. 高温ダス

ト天体は, L_{IR} 一定の下で $850\ \mu\text{m}$ フラックスが低いので, これまでの ALMA 観測ではダスト放射が検出されていない可能性が指摘される. このため, これらの天体ではダストに隠された星形成が重要でないと誤って結論されていた可能性がある. 高温ダストの可能性まで網羅してダストに隠された星形成活動を理解するためには, $450\ \mu\text{m}$ かその近辺の波長 ($350\ \mu\text{m}$ の可能性を後で検討する) での観測が必須である. さらに, ALMA で探査可能な赤外光度 ($L_{\text{IR}} \sim 10^{11}\ L_{\odot}$; Inami et al., 2022) まで検出するためには, $450\ \mu\text{m}$ で $0.03\ \text{mJy}$ の感度を持つことが望ましい ($350\ \mu\text{m}$ でも同様). これにより, ダスト温度の高低にバイアスされないダスト光度で選択されたサンプルが得られる. ALMA で検出されているより典型的な L_{IR} は 3–10 倍明るいので, 少なくとも $450\ \mu\text{m}$ で $0.1\text{--}0.3\ \text{mJy}$ の感度は (第一段階では) 必須である.

上記は, 各 LBG をターゲットにした観測を念頭に置いているので, 視野の広さは重要でなく, 感度の方が重要である. しかし, 視野の広さは, 本観測の欠点である「LBG は UV-selected なので, ダストに隠されている天体がサンプルからもれる」という点を克服するのに使える. つまり, 各 LBG の視野内の深い撮像データを実質的に深い無バイアスサーベイのデータとして取り扱うことが可能である. ただし, 現時点では高温天体の赤方偏移分布や期待される個数密度の見積もりが困難であるため, 無バイアスのサンプルを得るのに必要とされる視野の広さについては, 今後の研究がまたれる.

もう少し定量的に, ダスト温度が高い場合, どれくらい $350\ \mu\text{m}$ や $450\ \mu\text{m}$ での観測が有効かを調べる. そのために, まずダスト温度 T_{real} を $60\text{--}100\ \text{K}$ の範囲内で選択して与え, SED を式 (2.1) に従って生成する ($\kappa_{\nu} \propto \nu^{1.5}$ を仮定する). さらに, ノイズを各バンドで -33% から 33% の範囲内でランダムに加える (3σ 検出を模擬している). ノイズを加えた SED を再度式 (2.1) でフィットし, ダスト温度 T_{fit} を推定する. つまり, T_{fit} はどれくらい「真実の」ダスト温度 T_{real} に近いかを検証する. 波長バンドの数は 3, 赤方偏移は 10 に固定し, 各 T_{real} について 20 回シミュレーションを行った結果を図 2.13 に示す. ただし, ダスト温度が $\sim 50\ \text{K}$ より低い場合は, 350 及び $450\ \mu\text{m}$ は Wien 側で光度が急速に下がるため, 長い波長での観測が適する. つまり, 短い波長での観測が有益なダスト温度 $\gtrsim 60\ \text{K}$ 以上の結果のみを示す. 決定精度の指標として, $(T_{\text{fit}} - T_{\text{real}})/T_{\text{real}}$ の rms を示す.

図 2.13 の結果から以下がわかる. まず図 2.13(a) より, $650\ \mu\text{m}$ より長い波長だけからはダスト温度があまり決まらない. これはこれらの波長が Rayleigh–Jeans 側にあり, SED ピーク波長をよく決められないことによる. しかし, この状況は $450\ \mu\text{m}$ 帯の観測データを加えることによって大きく改善することが図 2.13(b) からわかる. さらに, $450\ \mu\text{m}$ の代わりに $350\ \mu\text{m}$ を使うと, 図 2.13(c) に示すように, ダスト温度の決定は劇的に良くなり, 概ね 7% の精度でダスト温度が決定できる. SED ピークを捉え, かつ波長の範囲が広い方がダスト温度が精度良く決まることによる. 実際, 図 2.13(d) で示すように, $1200\ \mu\text{m}$ を含まずに, $850\ \mu\text{m}$ 以下の波長だけでは温度決定の精度はやや悪化する. また, $350\ \mu\text{m}$ と $450\ \mu\text{m}$ を比較すると前者の方が温度推定の改善程度は大きい.

まとめると, ダスト温度が高い場合, 十分に短い波長を含み, 波長のレンジが広い観測 ($\sim 1\ \text{mm}$ を含む) を行うと, ダスト温度が最もよく決められる. つまり, LST では, 高温ダストを検出し, 温度を正確に出す観点からは, 450

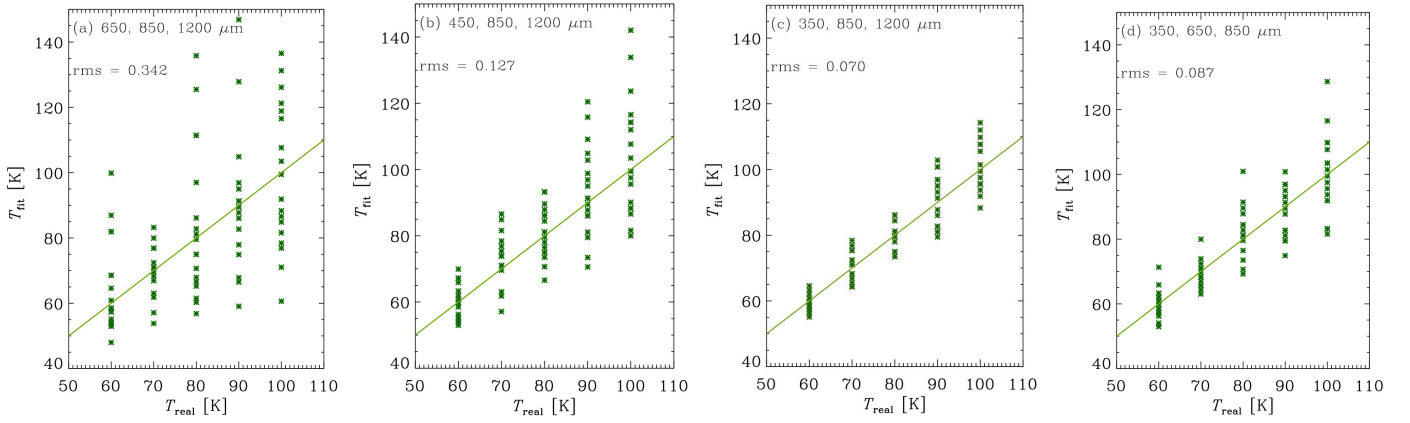


図 2.13: ダストが高温の場合にどれくらい温度が精度良く観測から求められるかをシミュレーションした。入力したダスト温度 T_{real} で SED を式 (2.1) で生成し、それに -33% から 33% の間のノイズをランダムに寄せ、再度同じ SED モデルで fit してダスト温度 (T_{fit}) を求めた。各 T_{real} について 20 回の試行を行う。3 バンドでの $z = 10$ の天体の観測を想定し、(a) 650, 850, 1200 μm , (b) 450, 850, 1200 μm , (c) 350, 850, 1200 μm , (d) 350, 650, 850 μm での結果を示す。赤方偏移は 10 を仮定した。決定精度の指標として、 $(T_{\text{fit}} - T_{\text{real}})/T_{\text{real}}$ の rms を示す。350 μm を含み、波長の範囲を広く取った場合が最もよくダスト温度が決まる ($T \gtrsim 60$ K の場合) ことがわかる。

μm を含むこと、さらに可能であれば 350 μm での観測することが大きな利点を生み出す。

ここで、注意点を述べる。以上は、ダスト温度が一樣という仮定で議論した。実際には、ダスト温度は局所的な星間輻射場を反映しており、例えば、星形成領域が密集している領域では高く、そうでないところでは低い。また、ダストは星からの輻射を自己遮蔽するため、光学的厚さの変化する方向にダストの温度勾配ができる。この温度の非一様性は、典型的には星形成領域スケールや銀河円盤の厚み方向で生じるため、ALMA でも分解は難しく、SED などの詳細解析が鍵となる。上の議論で前提とした単一温度の仮定の良し悪しを検証するためには、より詳細な SED のモデル化が必要であり、そのためには 350 μm と 450 μm の両方が揃っているとよい。以下に、多温度の効果とそれらの波長との関係を議論する。

多温度ダストの効果をモデル計算 (Hirashita & Chiang, 2022) をもとに示したのが、図 2.14 である。このモデルでは、ダスト分布を単純に平行平板と仮定し、ダストの温度勾配の影響をみるために次の両極端を考える。一つ目 (one- T モデルと呼ぶ) は、ダスト温度が一樣だと仮定し、ダスト全体で輻射平衡を考え、ダスト温度 (仮定により単一温度) を見積もるモデルである。もう一方 (radiative transfer (RT) モデル) は、星がディスク面にありダストがディスク上下をスクリーン状に覆っているとして、輻射輸送 (輻射がダスト吸収によりディスクと垂直方向に減衰していく効果) を解き、さらに各ダスト層で輻射平衡を考えることでディスクに垂直な方向のダスト温度勾配を考えるモデルである。いずれのモデルも、ダストからの赤外線放射は光学的に薄いとしている。詳細は Hirashita & Chiang (2022) を参照されたい。図 2.14 左では、ある星の面密度を与え、ダストの面密度を変えたときに、one- T , RT モデルの両方で、ダストの SED がどのように変わるかを計算した結果を示す。RT モデルでは、ダスト面密度が高くなるとともにダスト遮蔽の効果が効くために、長波長側の光度超過が顕著になるように変化する。それに対し

one- T モデルでは、ダスト温度がダスト面密度の増加と共に下がっていくので、SED ピークが長波長にずれる。したがって、長波長のスペクトル指数など、SED に依存する議論ではダストの温度構造が重要である。また、図 2.14 右には 2 波長で定義される色温度を片方の波長を $100\ \mu\text{m}$ に固定して示した。色温度は、ダスト温度が一樣であれば実際のダスト温度に一致するように定義する。図から分かるように、短波長で色温度を評価すると、RT モデルでは温度の高いダストを選択的に見る効果により one- T モデルに比べて高い値を示す。これは、ダストの温度構造（温度の非一様性）が短波長と長波長のデータを組み合わせる際に重要であることを意味する。

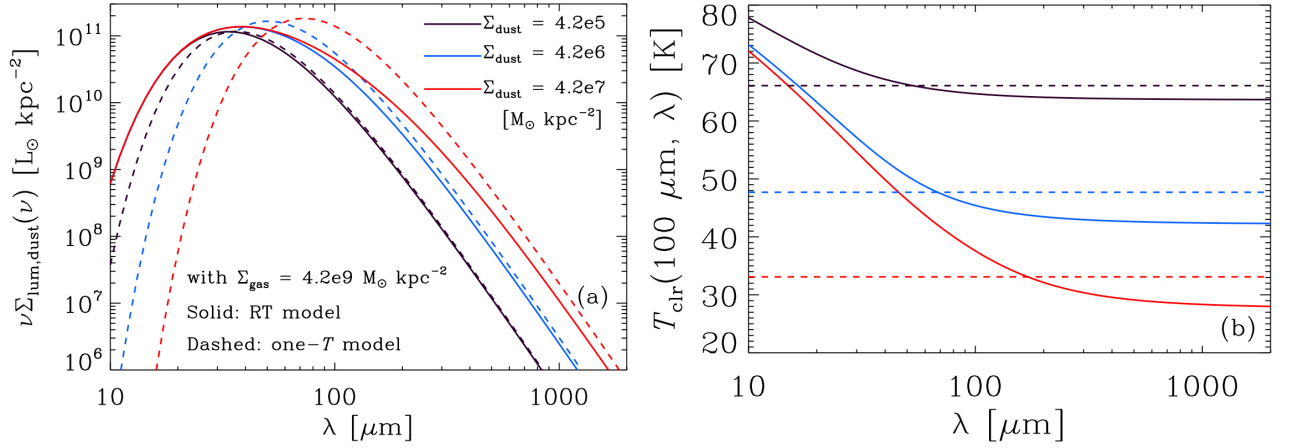


図 2.14: (a) 平行平板モデルで計算された表面光度 SED (Hirashita & Chiang, 2022). 波長は銀河静止系で示す。ガス面密度は $\Sigma_{\text{gas}} = 4.2 \times 10^9 M_{\odot} \text{ kpc}^{-2}$ を仮定し (星形成率面密度 $10 M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$ に相当する), ダストガス比 10^{-4} – 10^{-2} の場合を示した。実線は RT (Radiative Transfer) モデル (ダスト温度の層構造がある場合) で、破線は one- T モデル (ダスト温度が一樣の場合) を示す。ダストの面密度が高くなると、2 つのモデルの違いが大きくなる: RT モデルでは、自己遮蔽された低温ダストの寄与により長波長側で光度が超過するように変化し、one- T モデルでは、全体のダスト温度が一樣に下がるため波長のピーク自体が長波長にずれていく。(b) RT モデルでの色温度 (実線)。色温度は 2 波長で定義されるが、片方を $100\ \mu\text{m}$ に固定し、他方を変数 (λ) として動かした。 $100\ \mu\text{m}$ より長い波長を用いると色温度は波長の選択にあまりよらないが、短い波長では、高ダスト温度領域を選択的にみるために、色温度が高くなる。比較のために、one- T モデルのダスト温度を破線で示す (one- T モデルの性質上ダスト色温度はどの波長で測定しても一定)。ダストの面密度が高く、短い波長を観測する場合に、RT モデルと one- T モデルの違い (つまりダスト温度の非一様性が大きい小さいか) が、観測されるダスト色温度に大きく影響する。

図 2.14 の結果によると、2 バンドから導出される色温度は、特に短い波長を使った場合 ($350, 450\ \mu\text{m}$ で $z \sim 10$ の銀河を観測する場合など) にダスト温度の非一様性に敏感である。したがって、ダストの温度の非一様性まで含めて検証するためには、波長のサンプリングは多ければ多いほどよい。また、短波長では輻射平衡になっていない小さなダストによる高温ダスト成分が聞いてくる可能性がある (Draine & Anderson, 1985)。それらの複雑さゆえ、実際には多温度、輻射非平衡成分を取り入れた SED モデルを使った (近傍銀河で行われているような) 詳細解析が必要になる。そのような解析のためにも、 $350\ \mu\text{m}$ や $450\ \mu\text{m}$ の重要性はなお一層強まる。

最後に、宇宙初期におけるダスト生成源を明らかにするために、LST 観測から導出された高赤方偏移銀河のダスト質量をダストの進化モデルで解釈する。特にダストの主な生成源が星 (ここでは高赤方偏移なので超新星) なの

か、星間ガス中でのダスト成長が既に効いているのかが問題となる。各銀河にダスト進化モデルを適用した例は、上述の様に [Liu & Hirashita \(2019\)](#) などがあるが、ダストの生成源は絞られていない。銀河の統計を増やし、超新星の数 (UV 光度などから導く) とダスト質量との間に強い相関があるか、分子雲の量とダスト質量の相関の方が強いかなどを粘り強く検証していく必要がある (下に述べるシナジーのテーマの一つである)。ダスト進化を宇宙論的流体シミュレーションに組み込み、直接的に LBGs のダスト質量関数を予言して比較することも可能である。既にその様なシミュレーションは開発されている ([Aoyama et al., 2018a](#); [Hou et al., 2019](#)) が、低赤方偏移と高赤方偏移 ($z \sim 10$ など) の両方を同時に (両者に十分な空間分解能で) 扱うのはまだ困難である。これは低赤方偏移での詳細検証が ALMA など得られた高赤方偏移の知見にまだ十分反映されていないことを意味する。一方、準解析手法では、銀河を空間分解できない代わりに広い赤方偏移に関して一様な大サンプルに対する予言がなされている (e.g. [Popping et al., 2017](#); [Makiya & Hirashita, 2022](#))。理論と観測との比較ではダスト質量に関する統計量、ダスト質量関数が鍵となろう。様々なダスト形成シナリオを、星からのダスト生成や星間空間でのダスト成長の効率に関する理論的不定性を反映する形でモデル化し、ダスト質量関数の赤方偏移分布などを予言しておくことにより、LST サンプルから得られる結果からダスト形成シナリオが特定できるようにしておく。

このトピックでは他望遠鏡とのシナジーにより以下の様な発展が期待できる。

- ダスト源を明らかにするために、UV 光度などから導かれた超新星の数とダスト質量との間に強い相関があるか、分子雲の質量 (CO が弱い場合は [C II] 158 μm 輝線も使う; [Zanella et al. 2018](#)) とダスト質量の相関の方が強いかなどを検討し、ダスト生成が何に付随して起こっているかを理解できる。
- 銀河静止系の赤外光度と紫外光度の進化を統計的に調べ、各光度でトレースされる星形成率の割合がどの様に進化するかを明らかにする。
- 他波長で検出されているもののダストは検出されていない天体については、スタッキングにより、統計的にダストを検出するか、あるいは上限を与える。
- 上の LBGs を用いた研究は JWST の結果を取り入れて更新する必要がある。特に、JWST によって、LBGs の銀河全体での実効的なダスト減光の波長依存性 (attenuation curve) や減光量 (Balmer decrement などによる) のデータが取られるので、モデルから予想されるダストの性質から減光曲線を計算し ([Liu & Hirashita, 2019](#))、輻射輸送計算と組み合わせて attenuation curve を計算する ([Lin et al., 2021](#))。観測される attenuation curve と比べ、さらに $\text{IRX-}\beta$ 関係 (紫外線・赤外線高度比と紫外線のカラーとの関係) を調べることで、減光曲線への制限から、ダスト生成源を明らかにする研究を行う。
- 上で指摘した様に、温度の非一様性が銀河内で大きい時は、短波長 (350, 450 μm) と長波長 (> 850 μm) では異なる温度のダスト成分をトレースしている可能性がある。これも観測から得られる紫外線から遠赤外線にわた

たる SED を良く説明できるモデルがどのようなダスト温度分布を予言するかによって検証することができる。

スペクトル線で探る銀河の物理・化学現象

LST でカバーするミリ波サブミリ波帯には分子回転遷移線や、遠方宇宙から赤方偏移した微細構造線が豊富に含まれる。これらのスペクトル線を組み合わせることで、星間ガスの物理状態（温度、密度、速度構造等）や化学状態（分子存在量、金属量等）が測定可能である。ここでは、そうした測定の「方法論」を概観する。これらは遠方銀河への応用のみならず、様々な研究テーマに適用可能な LST サイエンスの共通基盤と考えて頂きたい。

赤方偏移の確定

遠方宇宙のサブミリ波銀河 (submillimeter galaxy, SMG) の場合は、星間物質を豊富に持つため、静止系紫外線や可視光線での赤方偏移（距離）決定が困難である (Casey et al., 2014; Hodge & da Cunha, 2020)。よって、ダスト減光の影響が少ない LST の波長帯での複数輝線検出をもとに、観測天体の赤方偏移を確定させること自体が LST の重要な目標となる。

たとえば、一酸化炭素 CO 分子は比較的明るい輝線であるとともに、ミリ波サブミリ波帯に複数の回転遷移線を持つ。LST に搭載が予定されているオンチップフィルターバンク分光器の DESHIMA (Endo et al., 2019a) は 1 オクターブに達する超広帯域を実現しており、複数遷移線の「同時検出」によって、他輝線と誤って同定してしまう可能性をなくして赤方偏移を確定できる (図 2.15 左)。遠方宇宙の天体の場合は、[C II]158 μ m 線や [O III]88 μ m 線が明るく、既に ALMA での検出が多数報告されている (Hashimoto et al., 2018; Izumi et al., 2019)。これらの微細構造線（他にも [C I] 輝線も有用）や、中・高励起の CO 回転遷移線、もしくは H₂O 回転遷移線（非対称コマ分子のためエネルギー準位が複雑で、それゆえに多数の回転遷移を伴う）が赤方偏移決定に有用だろう。図 2.15 右には近傍 ULIRG でかつ活動銀河核 (active galactic nucleus, AGN) を持つ Mrk 231 の遠赤外線スペクトル（ハーシェル宇宙望遠鏡で取得）を示した (van der Werf et al., 2010)。こうした複数の輝線観測が、LST では掃天観測と個別天体観測の両方を含めて、多天体に対して定常的に行なわれると期待される。

遠赤外線微細構造線を用いた物理状態の診断

遠赤外線帯に豊富に存在する微細構造線は、高赤方偏移天体の場合はミリ波・サブミリ波帯で観測可能であり (表 2.1)、かつ、ダスト減光が少ない特性を持つ。現在、高赤方偏移銀河において最も多く観測されているのは、通常の光解離領域 (photo dissociation region, PDR) からの輝線のうち最も冷却効率の高い [C II]158 μ m 輝線である。[C II] 輝線光度は銀河の星形成率の良い指標であることが知られており (De Looze et al., 2011, 2014)、LST の広視野分光撮像観測から大量の星形成率データを得ることができる。また、その明るさゆえに、[C II] 輝線は銀河の gas dynamics の研究にも有用である (Zanella et al., 2018)。LST で観測されたある閾値以上の明るさの [C II] 放射天体について、ALMA で高解像度フォローアップ観測を行ない、銀河回転や乱流、アウトフローの情報を得ることも定

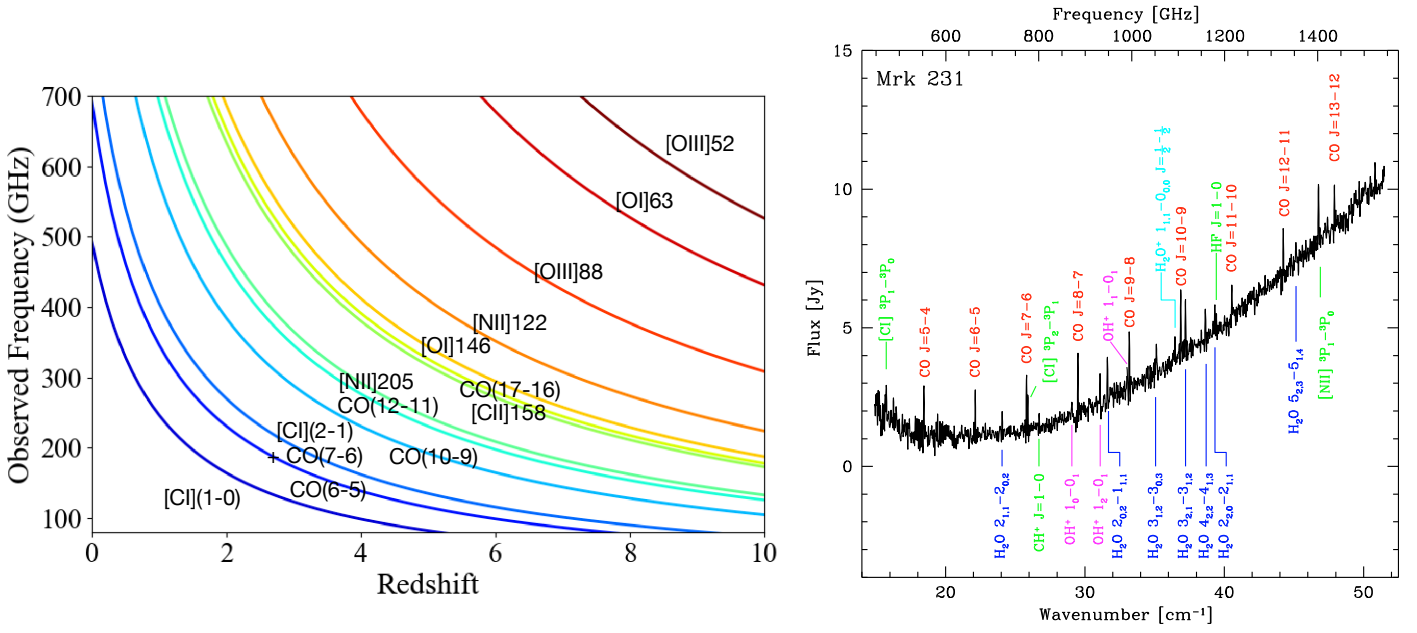


図 2.15: (左) 赤方偏移ごとの輝線観測周波数. 代表的な微細構造線と CO 分子輝線を表示している. なお, [C I](2-1) と CO(7-6) はほぼ同じ周波数のため, 基本的に同時観測が可能である. (右) ハーシェル宇宙望遠鏡で取得した近傍 AGN の Mrk 231 の遠赤外線スペクトル (van der Werf et al., 2010). 多数の分子・原子輝線が観測されている. これらの輝線を複数観測することで, 赤方偏移の決定や星間物質の物理・化学状態の制限が可能となる. Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

常化すると期待される.

ALMA 時代の新たな遠方宇宙のプロープである [O III] 88 μm 線は, 炭素に比べてより始原的な環境でも酸素が生成されることから, 金属量の低いごく初期宇宙の始原的な銀河を探索できると期待されている (Inoue et al., 2016; Hashimoto et al., 2018; Tamura et al., 2019). また, その電離ポテンシャルの高さ (35 eV) から, 電離ガスのみを選択的にトレースできる. そのため, PDR と H II 領域の双方から放射される [C II] 158 μm 線とは異なる輝線プロフィールや運動構造を示す可能性がある. たとえば, 強力な電離源であるクエーサーからの [O III] アウトフローの検出も試みられるだろう. LST の広域探索に基づく大量の [O III] 輝線銀河の発見は, 初期宇宙銀河の系統探索ならびにその星間物質の特徴付けに有用だろう. また, 酸素輝線の重要な天体物理学的用途は電子密度・電子温度・金属量の推定である. [O III] 88 μm /[O III] 52 μm 強度比は電子密度の良い指標となる. [O III] 88 μm /[O III] 5007 Å 強度比は, 全く異なる臨界密度とエネルギー準位を持つため ([O III] 88 μm で $\sim 500 \text{ cm}^{-3}$ と $\sim 100 \text{ K}$, [O III] 5007 Å で $\sim 7 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ と $\sim 3 \times 10^4 \text{ K}$), 電子密度と電子温度に強く依存する. よって, 88 μm /52 μm 比から推定した電子密度を用いることで, 電子温度を精度良く決めることができるのである. ここで, 電子温度は系の加熱と冷却のバランスで決まるが, H II 領域においては, これは電離パラメータと金属量に依存する量となる (電離パラメータが大 or 金属量小では高温に, 逆パターンでは低温になる). したがって, 適当な放射場 (電離パラメータ) を仮定することで, [O III] 88 μm /[O III] 5007 Å 強度比は金属量の指標となりうる. 仮定する電離パラメータ

表 2.1: 代表的な遠赤外線微細構造輝線

原子 or イオン	IP (eV) ^a	波長 (μm)	遷移	$n_{\text{crit}}^{\text{e}}$ (cm^{-3}) ^b	$n_{\text{crit}}^{\text{H}}$ (cm^{-3}) ^c	E_u/k_B (K)
[C II]	11.3	158	$^2\text{P}_{3/2}-^2\text{P}_{1/2}$	50	3000	91
[CI]	-	370	$^3\text{P}_2-^3\text{P}_1$	-	3×10^3	63
		609	$^3\text{P}_1-^3\text{P}_0$	-	1×10^3	24
[O III]	35.1	52	$^3\text{P}_2-^3\text{P}_1$	3600	-	441
		88	$^3\text{P}_1-^3\text{P}_0$	510	-	163
[OI]	-	63	$^3\text{P}_1-^3\text{P}_2$	-	9×10^5	228
		145	$^3\text{P}_0-^3\text{P}_1$	-	1×10^5	327
[N II]	14.5	122	$^3\text{P}_2-^3\text{P}_1$	310	-	188
		205	$^3\text{P}_1-^3\text{P}_0$	80	-	70

^a電離ポテンシャル

^b 10^4 K の電子温度での臨界密度

^c100 K の水素ガス運動温度での臨界密度

の値は、より近傍の詳細観測が可能かつ遠方銀河と類似した性質を持つと思われる銀河でのキャリブレーションが必要だと思われるが、[O III] 88 μm は LST 独自の観測が、[O III] 5007 Å は JWST や将来の赤外線衛星とのシナジー観測が可能なため、この手法で初期宇宙での銀河の化学進化の系統的な理解が大きく進むと期待される。

ところで、非常に密度の高い PDR ($n \gtrsim 10^5 \text{ cm}^{-3}$) では、衝突脱励起が卓越するため [C II] 158 μm 線放射は弱まる (Hollenbach & Tielens, 1999). そうした高密度 PDR で冷却効率が高いのは [O I] 輝線 (遠赤外線帯では 63 μm と 146 μm が存在) である. 特に 146 μm 線は $z \gtrsim 6$ で地上サブミリ波観測が可能となるため、初期宇宙の高密度ガスの様子を調べる良いプローブとなる. たとえば [O I]/[C II] 比は非常に高い星形成効率 (高密度ガスの割合に依存) や、高密度アウトフローを持つ天体を選択的に抽出する新たな手段となる可能性があるだろう.

炭素系輝線である [C I] 609 μm 線や 370 μm 線も重要な観測対象である. 近年、[C I] 輝線は CO に代わる分子ガス質量のトレーサー (Offner et al., 2014; Glover et al., 2015) として注目されており、LST で多天体の [C I] 観測が進むことで、分子ガス質量関数の宇宙論的進化を正確に議論できるようになると期待される. 特に、CO と比べてより低金属量環境においても適切に分子ガス質量を反映する点が C 輝線の強みである (Glover et al., 2015). 得られた分子ガス質量関数の赤方偏移進化を星形成率進化と比較することで、宇宙史における星形成活動の変遷の主たる要因がガス総質量の変化にあるのか、ガスの密度 (ないしは星形成効率) の変化にあるのかを決定できるだろう.

こうした微細構造輝線同士の強度比ないしは輝線強度を星形成率 (連続波光度) で規格化した値は、それぞれ電離状態や電離ポテンシャルの異なる金属イオンから放射されることを反映し、ガスの物理状態の制限に使える. 近年の $z > 6$ の遠方銀河に対する ALMA 観測の進展により (図 2.16), 近傍赤外線銀河との直接比較も可能となった. たとえば、[C II] 158 μm /SFR 比の分布は遠方銀河と近傍銀河の間で大きな違いがないが、[O III] 88 μm /SFR 比は遠方銀河で明らかに大きい. これは遠方銀河において、若く低金属量の星種族が放射する「硬い」電離スペクトルにより高い電離状態が実現していることを示している (Harikane et al., 2020; Sugahara et al., 2021).

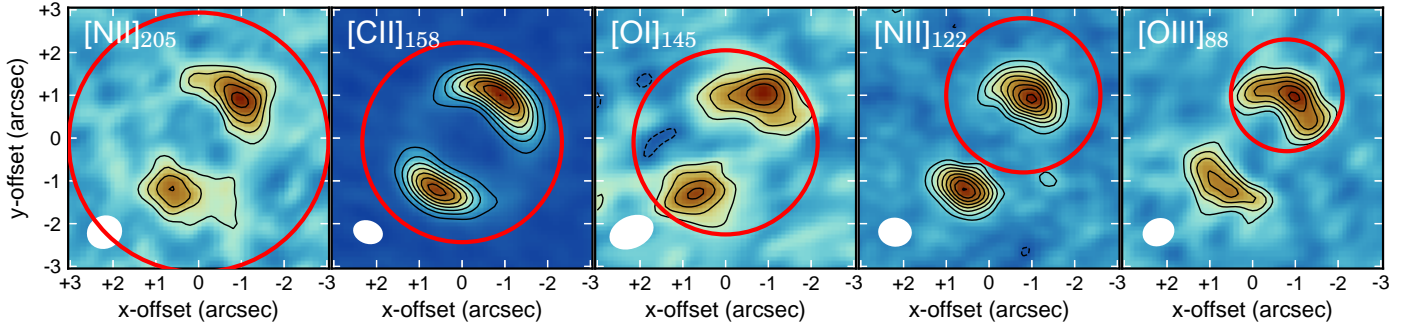


図 2.16: $z = 6.0$ にある重力レンズ銀河で検出された金属元素イオンの微細構造線 (Tadaki et al., 2022). 多輝線データを取得する目的において, ALMA の限られた周波数帯域では, 周波数設定を変えて複数回観測する必要がある。LST では CO 輝線なども含めた 10 以上の輝線放射を同時に観測できるような分光機能が求められる。また赤い円は口径 50m アンテナでのプライマリービームの大きさに対応しており, ALMA では空間分解するような広がった構造の検出が期待される。

ところで, このような遠赤外線微細構造線強度比や連続波強度との比は, 可視光領域における $[\text{O III}] 5000\text{\AA}/\text{H}\beta$ と $[\text{N II}] 6584\text{\AA}/\text{H}\alpha$ 輝線比等を用いる輝線診断法の遠赤外線版といえる。 $z > 6$ といった遠方宇宙で可視光輝線診断を行うには現状 JWST が唯一の観測手段である。LST は異なる波長における独立な手段を提供するだけに留まらず, JWST が苦手とする広視野探査を可能にし, 可視光では取りこぼされるダストに埋もれた星形成領域を観測可能にする利点がある。さらに, 可視光観測だけではダスト減光の影響で天体の物理的性質に異なる複数の解釈が可能となる場合があるが (たとえばダストに富むため赤く見える銀河と真に高赤方偏移で赤く見える銀河), LST のような長波長観測を加えることでより正しい解釈が得られることも大きな利点である (Zavala et al., 2023)。なお, 複数の遠赤外線輝線の強度測定を必要とする輝線診断において, LST の広い観測周波数帯域は極めて重要な要素である。測定された複数の輝線強度比は光電離モデルで解析することが可能で, そのための代表的な解析ソフトウェアとしては CLOUDY が挙げられる (Ferland et al., 1998)。主なパラメータは HII 領域のガス密度, 金属量, 電離光子数とガス粒子数の比である。CLOUDY では与えられた光源のスペクトルとガスの各種物理量に対して電離平衡・熱平衡条件下でのスペクトルを出力する。得られた理論スペクトルと, 観測されたスペクトルを比較することで物理パラメータに制限がつく。

分子ガスの密度・温度

低温分子ガスにおける主たる励起機構は水素分子と当該分子 (CO や HCN 等) との衝突である。各回転遷移は固有の臨界密度とエネルギー準位を持ち, 概ね臨界密度程度の値のときに最も効率良く, その輝線放射が発生する。しかるに, 高励起線が検出される時点で, ある程度の高密度ガスが存在することが分かる (表 2.2)。

また, 臨界密度・エネルギー準位の異なる複数輝線を観測し, その強度比をモデル化することで, ガス密度と温度, ならびに当該分子種どうしの存在量比も測定可能である。ただし, 分子雲から我々まで光子が届く間に起きる輻射輸送効果には注意しなければならない。具体的には, 光学的厚みの影響を考慮するべきだが, 電波天文学ではこの間

表 2.2: CO 分子輝線の物理パラメータ

遷移	静止周波数 (GHz)	n_{crit} (cm^{-3}) ^a	E_u/k_B (K)	コメント
$J = 1 - 0$	115.271	2.2×10^3	5.5	分子ガス質量測定に広く用いられる
$J = 2 - 1$	230.538	1.2×10^4	16.6	
$J = 3 - 2$	345.796	3.8×10^4	33.2	
$J = 4 - 3$	461.041	9.1×10^4	55.3	
$J = 5 - 4$	576.268	1.8×10^5	83.0	
$J = 6 - 5$	691.473	3.0×10^5	116.2	[CI](2-1) とほぼ同じ周波数
$J = 7 - 6$	806.652	4.6×10^5	154.9	
$J = 8 - 7$	921.800	6.6×10^5	199.1	
$J = 9 - 8$	1036.912	8.8×10^5	248.9	
$J = 10 - 9$	1151.985	1.1×10^6	304.2	
$J = 11 - 10$	1267.014	1.5×10^6	365.0	概ねこれ以上の高励起線が熱源診断に必要
$J = 12 - 11$	1381.995	1.8×10^6	431.3	
$J = 13 - 12$	1496.923	2.2×10^6	503.1	
$J = 14 - 13$	1611.794	2.6×10^6	580.5	
$J = 15 - 14$	1726.603	2.9×10^6	663.4	
$J = 16 - 15$	1841.346	3.5×10^6	751.7	$z = 6.4$ クエーサーで検出例あり ^b
$J = 17 - 16$	1956.018	4.0×10^6	845.6	

^a50 K のガス温度での水素分子との衝突臨界密度. ただし, 当該遷移のアインシュタイン係数を用いて $n_{\text{crit}} = A_{ul}/C_{ul}$ と簡易的に求めたので, より正確な値は多準位遷移を考慮する必要がある.

^bGallerani et al. (2014)

題を large velocity gradient (LVG) 近似を用いて簡単化して解くことが多い. LVG 近似はその名の通り, 観測している領域に大域的な速度勾配があるとみなす. この仮定のもとでは, 視線方向の奥側から届く光子と, より手前から届く光子は異なる周波数を持っていることになり, 光学的厚みの影響を無視できる. つまり, 局所的には光学的に厚い放射であっても, 大域的には光学的に薄いと考えモデル化する. この手法はたとえば RADEX というオープンコード (van der Tak et al., 2007) に組み込まれており, ユーザーが簡単に自身のデータに適用できるようになっている (近年では python 等のラッパーモジュールも開発されている).

こうした輝線強度比の解析に最も広く用いられているのは CO 分子である (表 2.2). LST の観測波長帯には, 赤方偏移を考慮しても多くの CO 回転遷移が存在して幅広い臨界密度・エネルギー準位をカバーできるので, 高精度な密度・温度測定が可能になると期待される (図 2.17). 最も単純なケースとして 1 相の星間物質を考えることが多いが, 得られる情報量が増えるにつれ, 「低励起ガス + 高励起ガス」の 2 相モデルのような, より複雑かつ現実的なモデルを利用可能になるのも, 幅広い周波数範囲を分光して多輝線データを得る大きなメリットである.

分子ガス観測を通じた赤外線光度測定

分子回転遷移輝線の中には, 主たる励起機構が水素分子との衝突ではなく, 放射によるものが存在する (放射励起). 観測しやすい明るい輝線の中では H_2O 分子が代表的で, これまでの観測から H_2O 輝線光度と天体の赤外線

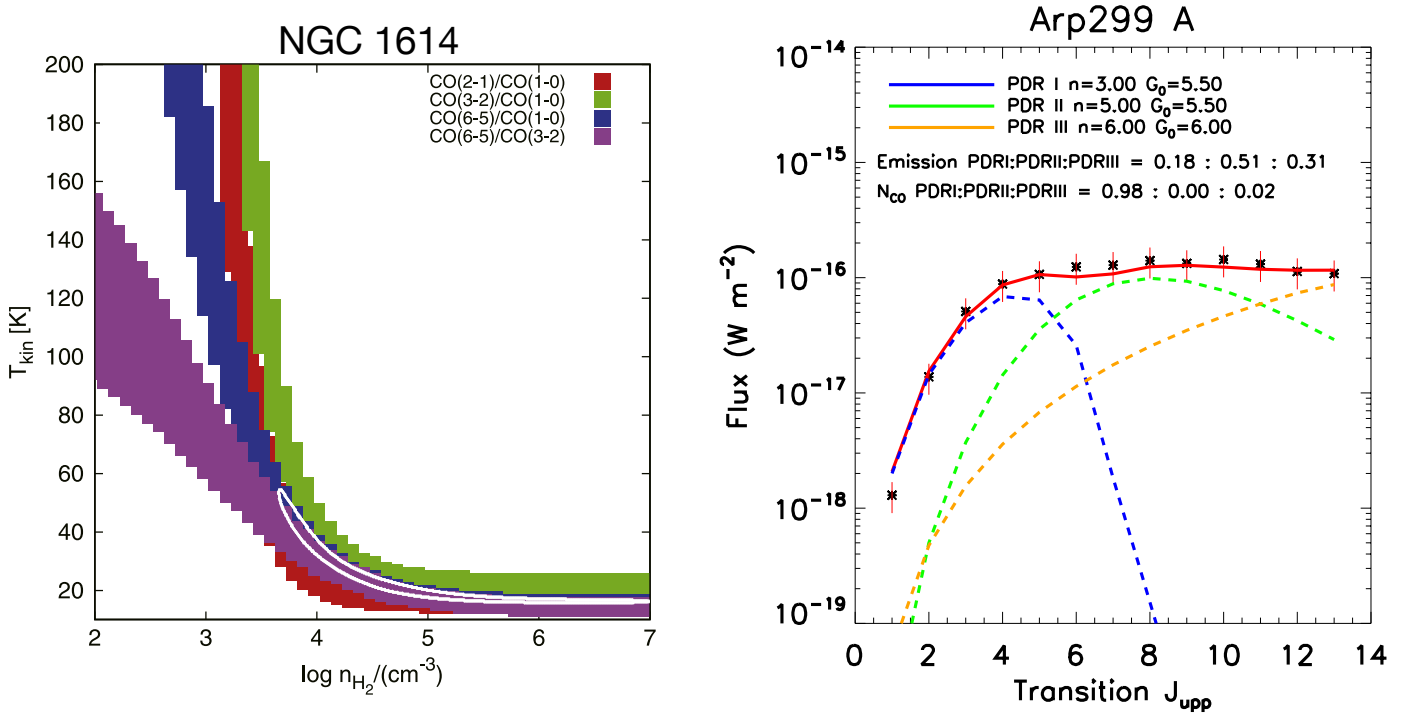


図 2.17: (左) CO 輝線強度比を用いたガス密度と温度の測定例 (Saito et al., 2017b). 1 相を仮定し, RADEX で非局所熱平衡条件下で制限している. 各色のバンドは測定された輝線強度比とその 1σ 誤差範囲を示す. (右) CO SLED とその多成分モデル化の例. 3 相の温度・密度を持つ PDR で観測結果が再現されている (Rosenberg et al., 2014). ©AAS. Reproduced with permission.

光度は非常によく相関することが知られている (図 2.18). 赤外線光度を精度良く測定するには, 一般論として近赤外線から遠赤外線にわたる幅広い波長で SED を描く必要があるため, 特に多天体観測においては現状では困難なことが多い. したがって, 単一の輝線観測で赤外線光度を推定する手法は高効率な代替手段となる可能性がある. 得られた赤外線光度は銀河の星形成率の良い指標となる. 一方で, LST の多色カメラによる撮像観測から, ダスト連続波の SED を精度よく決定することも期待されている. よって, LST を用いることで, 赤外線光度の決定と H_2O 輝線光度の決定の双方が可能となり, 連続波観測と輝線観測のシナジー効果として, ここで提案する手法のキャリブレーションも可能なことも特筆に値する.

銀河アウトフローの探査

星形成活動を抑制するアウトフロー現象は, その駆動源が AGN と爆発的星形成のいずれであっても, 銀河進化の文脈で最も重要な活動現象の一つである. アウトフローは主に「微弱かつ線幅の広い」輝線成分として検出され, 既に $z > 6$ のクエーサー (高光度 AGN) や星形成銀河で $[\text{C II}]\text{158}\mu\text{m}$ 線を用いた研究が ALMA で進みつつある (Izumi et al., 2021; Ginolfi et al., 2020). 極めて $[\text{C II}]$ 輝線の明るい天体 (赤外線光度 $L_{\text{IR}} > 10^{13} L_{\odot}$) の場合は, LST での広輝線成分検出も見込めるだろう. しかし, 数の上でより多くを占める ULIRG 級の天体については, 相当な観測時間を投資しなければアウトフロー成分の検出は難しい (ただし明るく顕著な高速度成分をもつ天体は例外

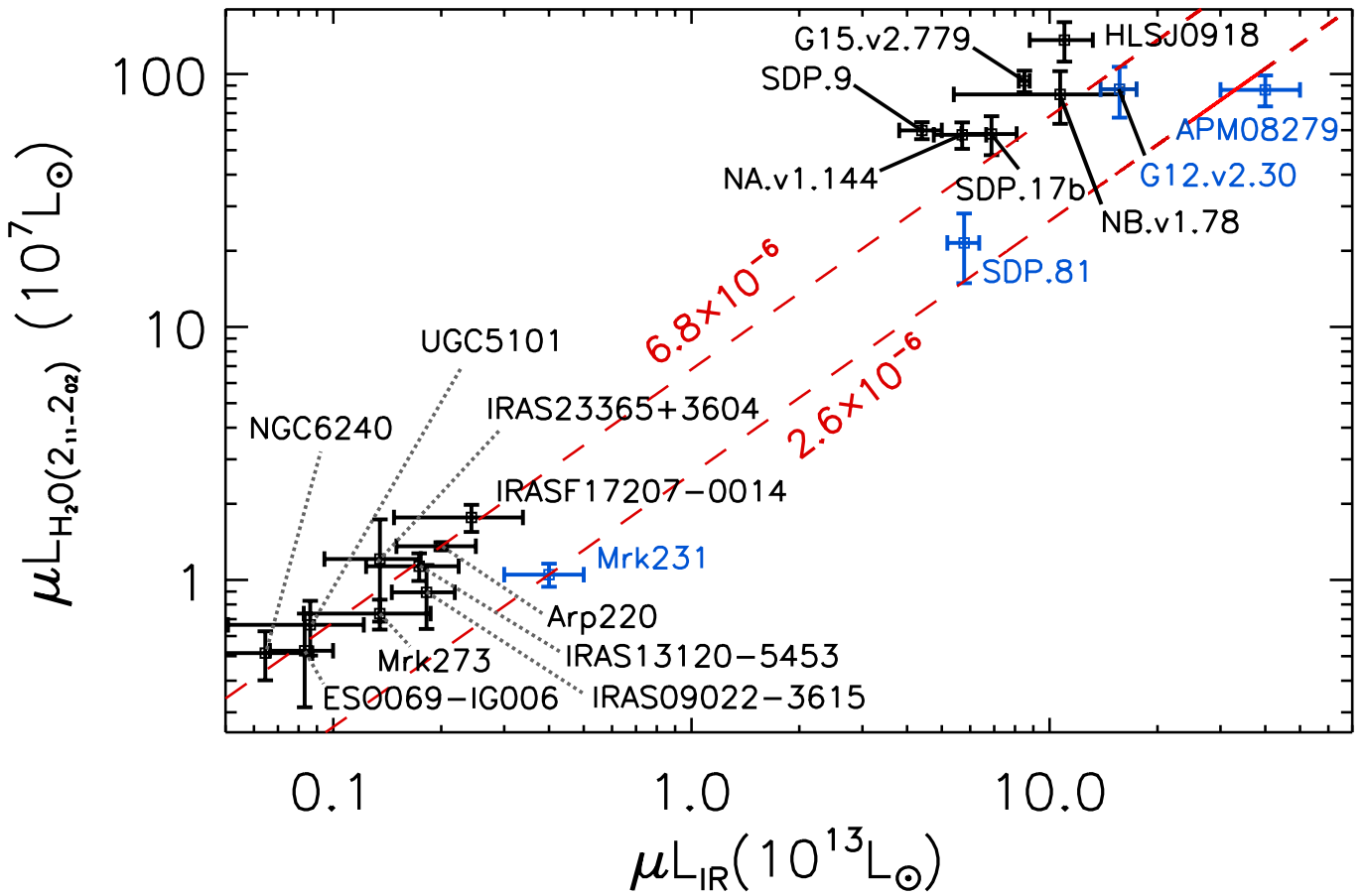


図 2.18: 赤外線連続波光度と H_2O 輝線光度の相関図 (Omont et al., 2013). 重力レンズ天体については増光率 (μ) の補正はしていない. この相関を用いれば, H_2O 輝線観測から赤外線光度や星形成率も推定可能である. Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

的に個別観測可能だろう). これは, 電離アウトフローをトレースできる $[\text{O III}]88\mu\text{m}$ 輝線の観測でも同様であり, ALMA とのシナジーが期待される分野である.

一方で, 輝線ではなく吸収線を使ったアウトフローの探査も考えられる. 輝線観測と異なり, 吸収線観測の場合は背景光源が十分に明るければ高い S/N を達成することができるので, LST の感度でも現実的な観測時間で検出可能となる場合があるはずである. 特に, OH 吸収線 ($119\mu\text{m}$ 線等) は Herschel 衛星を使って近傍銀河でよく観測されており, その複数遷移線のモデル化の技法も確立されている (Veilleux et al., 2020). 吸収体は光源と我々の間に位置することから, スペクトル線の形状から容易にアウトフロー (もしくはインフロー) の有無を判定できるのが強みである. 実際, 既に ALMA を用いて高赤方偏移天体での OH アウトフローが検出され始めている (Spilker et al., 2020a,b). たとえば, LST の分光で青方偏移した OH 吸収線を持つ銀河サンプルを構築し, ALMA でさらに高感度な $[\text{C II}]$ や CO での空間分解したアウトフロー追観測を行なうといった戦略が考えられる.

CNO 同位体比による初期質量関数の推定

恒星による元素合成では、星の質量に応じて異なる割合で炭素・窒素・酸素の同位体 ($^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ など) が合成されるので、銀河の星間物質の同位体比を測定すれば、その銀河における星の初期質量関数を見積もることができる。星間ガス中の同位体比は、分子に取り込まれた形 (同位体置換種) になるとミリ波・サブミリ波帯にあるスペクトル線で捉えられ、LST による分光観測で調べることができる。より詳しくは宇宙化学班の第 1.2.9 節を参照されたい。

多波長 3 次元深宇宙探査と銀河形成

遠方銀河の分光

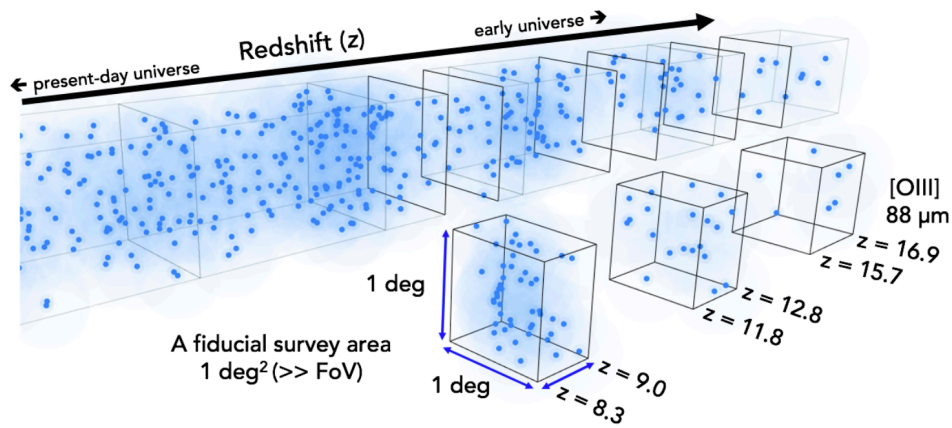


図 2.19: Kohno et al. (2020) より引用. LST は広視野かつ無バイアスに天体を分光探査できる。

まずは LST 単体で再電離期 ($z \gtrsim 6$) の銀河を遠赤外域の微細構造線で観測することを考えよう。LST の観測周波数は 70–950 GHz である。再電離期に限れば、図 2.3 や図 2.15 のとおり、それぞれの輝線で探査可能な赤方偏移範囲は [OIII] 52 μm ($z \sim 7.8$ および $z > 11$), [OI] 63 μm ($z \sim 6$ および $z > 10$) [OIII] 88 μm ($z > 7$), [CII] 158 μm ($z > 6$), [NII] 122 μm ($z > 6$), [OI] 145 μm ($z > 6$), [NII] 205 μm ($z > 6$) である²。まずは、遠方銀河でも強い放射の認められる [OIII] 88 μm と [CII] 158 μm の分光の可能性を考察する。

具体的には、Kohno et al. (2020) Figure 4 の感度を用いることで、遠方銀河の探査にはどの程度の観測体積が必要かを概算する。Kohno et al. (2020) によれば、1 視野 (1 deg^2) に 3500 時間もの観測時間を投資すれば、197, 255, 352 GHz 帯における 5σ 感度はそれぞれ 0.5, 0.7, 1.0 mJy に到達することが想定されている。それ以上の周波数では、簡単のため 5σ 感度が 2.0 mJy であると仮定する。遠方銀河の輝線速度幅を典型的に LST の速度分解能に等しい 150 km s^{-1} と仮定すれば、 5σ 限界フラックスは 0.07, 0.10, 0.15, 0.30 Jy km s^{-1} となる。表 2.3 は、各周波数帯で [OIII] 88 μm と [CII] 158 μm を観測する場合に達成できる 5σ 限界光度を示している。

²再電離期に限らなければ、LST は各輝線をより低い赤方偏移まで観測することが可能であり、再電離期にとどまらずいわゆる cosmic noon の時代を調べる上でも強力な望遠鏡であることに注意されたい。

表 2.3: 遠方銀河の検出に必要な銀河の 5σ 限界での輝線光度

周波数帯域 (GHz)	$z_{[\text{OIII}]88}$	$\log(L_{[\text{OIII}]} / L_{\odot})$	$z_{[\text{CII}]158}$	$\log(L_{[\text{CII}]} / L_{\odot})$
197	16.2	8.7	8.7	8.1
255	12.3	8.7	6.5	8.0
352	8.7	8.7	4.4	8.0
400	7.5	8.9	3.8	8.2

遠赤外域の微細構造線の光度関数は [CII] 158 μm で調べられつつあるものの、再電離期においては不定性が大きく、他の輝線に関してはそもそも再電離期で光度関数を調べるに至っていない。後述するように、輝線の光度関数自体が LST で初めて調べることのできる重要な観測量である。そこで本稿では、以下のように天体の個数密度を推定する: i) De Looze et al. (2014) によって求められた全星形成率-輝線光度の関係 ($SFR_{\text{tot}} - L_{\text{line}}$) を用いて SFR_{tot} に変換する, ii) その SFR_{tot} に相当する紫外絶対等級もしくは赤外線光度を算出する, iii) 紫外もしくは赤外の光度関数を用いて、天体の個数密度を推定する。

[OIII] 88 μm の場合であれば、上記のいずれの赤方偏移の場合もおおよそ $SFR_{\text{tot}} \sim 10\text{--}1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (中央値 $\sim 100 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) まで輝線を検出できる。以下では簡単のため SFR_{tot} の中央値の例を検討しよう。この SFR_{tot} は、紫外線で選択される銀河であれば、 $M_{\text{UV}} \sim -23.0$ AB mag に対応する (Kobayashi et al. 2013; $C_{\text{SFR}} \equiv SFR / L_{\nu, \text{UV}}^{\text{int}} = 1.4 \times 10^{-28} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} (\text{erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1})^{-1}$ を仮定)³。例えば Bowler et al. (2020) や Harikane et al. (2022b) の紫外光度関数と比較すると、 $z \sim 8, 9, 10, 13$ にある天体の個数密度は共動座標系で $\sim 10^{-7} \text{ Mpc}^{-3}$ である。よって、これらの天体を十分にサンプリングするためには $\sim 10^8 \text{ cMpc}^3$ 程度の観測体積は必要かもしれない。同様に、 $SFR_{\text{tot}} \sim 50\text{--}100 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ を赤外線光度に変換した場合、例えば本稿「未だ発見されていない「隠れた」銀河」で述べられているとおり、 $z \sim 7$ であれば個数密度 $\sim 2 \times 10^{-5} \text{ cMpc}^{-3}$ となる。よって $z \sim 7$ であれば、1 視野あたりで 30 – 300 個程度の天体から [OIII] 88 μm 輝線を検出できると見込まれる。

無バイアスな分光探査

従来の遠方銀河の分光観測では、主に広視野の紫外線もしくは赤外線の色選択によってサンプルを構築したのち、i) 分光赤方偏移 (z_{spec}) の確定した天体や ii) 精度良く測光赤方偏移 (z_{photo}) が推定された天体のフォローアップ観測を行うことが主流になっている。ある天域で事前に z_{spec} や z_{photo} の情報を持つ天体があれば、LST はそれらを限界フラックスまで全て分光できる。このうち、天体静止系の紫外-可視光の z_{spec} や z_{photo} がある天体は、今後、Subaru-PFS, ULTIMATE/IFU, JWST, VLT/MUSE をはじめとする様々な可視光-中間赤外域の観測で大規模な分光観測が進むと予想されている。一方で、LST は紫外-可視光で暗いか全く検出されない、ダストに覆われた天体を、初めて高効率に分光できる点で独自の強みがある。また、銀河形成進化を正しく理解する上で、上記の可

³Kobayashi et al. (2013) で議論されているように、星年齢が 10 Myr 程度よりも若い場合、係数 C_{SFR} は 1 桁程度も大きくなることに注意されたい。この場合、ある SFR_{tot} に対応する紫外光度は 1 桁程度も暗くなる。紫外光度関数を考えれば、LST で検出できる銀河の個数が飛躍的に増加することを意味する。

視光プロジェクトと相補的な役割を果たすことが期待される。さらに、ALMA と比べ、LST は広帯域かつ広視野の観測に強いため、分光観測を効率的に行える。特に、ダストに濃く覆われた銀河のうち重い天体は、構造形成の観点で周囲にも銀河が存在する可能性があり (e.g., Decarli et al. 2017; Fudamoto et al. 2021), 広視野観測の重要性は高い。

また、LST は従来のカラー選択によらず、銀河をある限界フラックスまで無バイアスにサンプルできる。既存の無バイアスな観測を例に挙げると、VLT に搭載された面分光装置 MUSE によって、 $z = 2.9 - 4.6$ にある紫外銀河が $SFR_{\text{tot}} = 0.1-1 M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ まで、恒星質量は $10^7 M_{\odot}$ まで観測されている (Feltre et al. 2020)。興味深いことに、前述の MUSE を用いた無バイアスな観測によって、従来のライマンブレイク法で見逃されていた紫外線銀河の存在が明らかになっている (e.g., Inami et al. 2017; Hashimoto et al. 2017)。撮像データを用いたカラー選択においては、遠方銀河ではない偽物天体の混入を避けるため、安全な閾値が設定されている。しかしこの設計ゆえに、銀河種族の全体を選択することができないのである。LST は、サブミリ波帯の無バイアスな面分光探索によって、従来のダストカラー選択から漏れている天体 (e.g., ダスト温度が高い/低い) の存在を明らかにする可能性があり、包括的な銀河進化の研究で重要な寄与を果たすことが期待される。

輝線の光度関数

このような無バイアスな観測は、輝線光度関数の評価においても威力を発揮する。例えば、ALMA は視野が小さいため、 $z > 4$ の [CII] 輝線を狙った大規模探索もターゲット天体を中心にした選択的な天域を調べることになるため、光度関数の評価は難しいことが知られている (e.g., Yan et al. 2020)。また、ALMA 大規模プロジェクトの一つである ASPECS (e.g., Aravena et al. 2019; Decarli et al. 2020) は、HUDF の一部に相当する 4.6 arcmin^2 を 1.2 および 3 mm 帯で調べ、low- J CO 輝線の光度関数の導出に成功しているものの、探索領域は銀河の大規模構造を考えると極めて小さく、高密度領域や低密度領域を含めた宇宙の平均的な様子はまだ明らかになっていない。LST の広視野観測は、初めて宇宙の大規模構造の影響 (cosmic variance) を受けずに CO 輝線や赤外線の詳細構造線の光度関数を正しく評価できる。さらに、LST は広視野観測を活かして希少な明るい天体を多数発見できるため、光度関数の明るい側を制限する上で特に威力を発揮する。また、光度関数の暗い側に関しても、ALMA に比べて銀河数が多いため、重要な役割を果たすと期待される。

輝線の光度関数の進化を調べることで、物理量の体積密度の時間進化を調べることができる。例えば、前述した ASPECS では、CO 輝線の光度関数および CO 輝線光度-分子ガス質量の適切な換算係数 (α_{CO}) を用いて、分子ガスの体積密度 ($\rho_{\text{H}_2} [M_{\odot} \text{Mpc}^{-3}]$) の時間進化を調べた (Decarli et al. 2020)。銀河の星形成率密度 [$M_{\odot} \text{yr}^{-1} \text{Mpc}^{-3}$] の時間進化と同様に、 ρ_{H_2} は $z \sim 2$ でピークを持ち、現在にかけて減少することが示されている。同様に、[CII] 光度関数 (観測: Hemmati et al. 2017; Swinbank et al. 2012; Matsuda et al. 2015; Yamaguchi et al. 2017; Loiacono et al. 2021, 理論: Popping et al. 2016; Lagache et al. 2018) や [OIII] 光度関数 (理論: Moriwaki et al. 2018) を観測と理論の両面から調べ比較することで、銀河形成モデルや、組み込んでいる輝線放射のモデルに制限を

つけることができるだろう.

他の望遠鏡とのシナジー

ここでは分光データの観点で他の望遠鏡とのシナジーを述べる. 遠赤外線微細構造線は, ISM の重元素量や電離度など重要な情報をもたらす (前項を参照されたい). このような ISM の物理量は紫外線や可視光の輝線によっても得られる. しかし, 遠赤外域の輝線はダストによる輝線の減光の影響を受けずに物理量を求められる. よって, ダストに隠された銀河の ISM の性質を調べる上で決定的に有利である. また, 可視光と赤外線の輝線が同時に取得できているケース (例えば, 近傍宇宙の ULIRG: $L_{\text{IR}} > 10^{11} L_{\odot}$) においては, 両者から得られた重元素量に系統的な差があることが示されている (e.g., [Spinoglio et al. 2022](#); [Chartab et al. 2022](#)). これを以下で詳述する. ULIRG のように爆発的星形成を行っている天体の星質量-重元素量 ($M_{\star} - Z$) 関係を正しく理解することは, 当該銀河の銀河進化における位置づけを理解する上で欠かせない. 可視光によって推定された重元素量を用いると, ULIRG は星質量に対して重元素量が低い天体として認識されるが, 遠赤外線微細構造線によって推定された重元素量を用いると, この傾向は見られない. なぜ異なる波長で違う結果になるのかは十分に理解されていないが, 多波長があって初めて調査できるという意味で, シナジー的な課題だと言えるだろう. 近年, high- z においても紫外のカラーで選択されつつも ULIRG のような天体が発見されていることを考慮すると (e.g., [Hashimoto et al. 2019](#); [Inami et al. 2022](#)), 今後, JWST, GREX-PLUS, ユークリッド, ローマン望遠鏡, すばる望遠鏡等で発見される high- z の紫外カラー選択された天体においても, 遠赤外線微細構造線の観測は重要である.

他のシナジーとして, VLT/MUSE, JWST, PFS によって多数発見されるような星形成率の低い天体の遠赤外線性質を挙げる. 上記の可視望遠鏡によって発見された z_{spec} を特定した天体に対して, LST データのうち特定の輝線の周波数を取り出し, スタッキング解析を行うことで, 擬似的に星形成率の低い側で輝線の性質を調べることができる. 最近の研究では, 星形成率の低い ($\text{SFR} \sim 1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) 銀河は, 星形成率の高い銀河と比べると, 星形成率と [CII] 輝線光度の関係 ($L_{\text{[CII]}} - \text{SFR}$) が異なる可能性が指摘されているが, 決定的な議論には至っていない (e.g., [Matthee et al. 2019](#)). LST によって初めて本課題に取り組むことができると期待される.

2.2 期待される成果の全体像

近年 ALMA によって垣間見えた初期宇宙でのダスティな星形成銀河の存在により, その全体図を捉えるためのサブミリ波帯での大型サーベイ観測の重要性は増している. 初期宇宙では急速なダスト生成がないと説明できないダストを大量にもつ銀河が検出されている. また, 紫外線・可視光線観測では見つからないような銀河が偶然発見されているが, 大視野をカバーするサーベイが困難な ALMA ではその全容を捉えることはできない. ALMA の運用開始からほぼ 10 年となるが, 無バイアス観測された領域はせいぜい 100 平方分程度である. しかし, 興味深いことに, ターゲット観測で輝線スキャンを用いて分光赤方偏移同定された $z > 6.5$ の銀河数は, $\text{Ly}\alpha$ によって分光赤

方偏移同定された数に既に迫っており、サブミリ波輝線を用いた遠方銀河探索の効率の良さが分かる。このことから、LST が目指す、視野 1 平方度の広視野を持ちながらも高感度で広帯域な観測の実現は、遠方宇宙で星形成の全貌を解明するゲーム・チェンジャーになると期待される。

まず、ターゲットを事前選定しない無作為なサンプルを桁違いの数で構築することができる強みをもつ。しかも、このサンプルの中には、今まで発見されなかったダストに完全に隠された銀河も自然と含まれる。また、広視野で高感度な観測により、レアな明るい銀河も、より典型的な暗い銀河も、どちらも数多く捉えることが可能となり、隠れた星形成を行う銀河の個数密度や光度関数等の高精度な統計的調査を初めて実現させることができる。更には、存在数の少ない希少な天体の発見にもつながる。例えば、巨大星形成銀河は数としては多くないが、楕円銀河や大質量の受動的銀河の祖先である候補天体とされており、星形成の進化を理解する上で重要な役割を担う。現在赤方偏移 $z \sim 3-4$ で発見されている受動的銀河は、今後の観測により更に高赤方偏移でも存在が発見される可能性もあり、LST が狙う更に初期の宇宙にはその祖先が存在するはずである。特に、サブミリ波銀河は受動的銀河の祖先として有力な候補とされており、ダスト放射を直接捉える LST でないと発見できない可能性が非常に高い。また、巨大銀河を系統調査できることで、各時代での銀河の表面個数密度を精度良く求め、巨大星形成銀河と受動的銀河の進化を直接結びつけることができるようになる。

一方で、多数の銀河を無作為に観測できることから、これまで思いも寄らなかった希少な銀河種族の発見も考えられる。現在の構造形成論を基に予測すると、種族 III 星と種族 II 星から成る混合種族をもつ特異な天体や球状星団形成の現場を検出することも可能かも知れない。これは LST が初代星を直接検出するだけではなく、宇宙最初の重元素汚染を捉えることを意味する。また、高空間分解能をもつ ALMA 等とのシナジーにより初代銀河で高温ダストをもつコンパクトな放射源を銀河中心核から外れた場所で発見した場合、それは球状星団の形成現場を初めて捉えた可能性が高い。球状星団の形成現場を直接観測することは困難であるゆえ、発見から 100 年以上たった現在でも形成メカニズムは分かっておらず、LST による新発見と ALMA 等によるフォローアップ調査がブレイクスルーをもたらすかも知れない。

また、広い領域に渡る遠方銀河の同定は、冷え切った暗黒時代の宇宙を再電離させたメカニズムの解明にも一役を担うと期待される。現在は主に $\text{Ly}\alpha$ 輝線銀河を大規模構造トレーサーとした研究が行われているが、中性度が高くなる赤方偏移 6 以上では $\text{Ly}\alpha$ の検出が難しくこの手法は難しくなる。一方で、LST が $z > 6$ 狙う [CII] や [OIII] の輝線ではこの問題はなく、銀河間ガスの加熱現象を捉えることができる。例えば、[CII] や [OIII] の輝線強度関数をもとに銀河から漏れ出した電離光子の脱出確率を求め、宇宙再電離史に制限をつけることができる。また、LST による広領域の遠方輝線銀河を大規模構造トレーサーとし、SKA 等の電波干渉計観測で得られた中性水素輝線 (21cm 線) マップとの相関解析から宇宙再電離の進行度合いや電離バブルサイズが分かり、宇宙再電離の進化や性質を明らかにすることができる。

宇宙大規模構造の形成や銀河環境効果を理解する上でも LST は不可欠である。ダスティな原始銀河団の誕生現

場, 密集した銀河の集団での銀河進化を調査するには, LST にしか実現できない広視野・高感度・広帯域の観測による銀河団の特定が最初の一步となる. 特に, 宇宙再電離期での初代銀河団・初代銀河群の発見を実現できると期待され, ダスティな銀河の形成と宇宙大規模構造の関係を明らかにすることができる. また, こうしたダスティな銀河は, 2030 年代の他計画で静止系紫外線や可視光線を用いた観測で発見されるであろう原始銀河団にも存在すると考えられるが, LST による効率良いフォローアップ観測によりその全貌の理解によりやく辿り着ける.

上述のように LST が発見・観測する銀河は基本的にはダスト放射をもつ銀河であり, 宇宙初期でのダスト生成と進化を理解することにも繋がる. ALMA の観測により, 静止系紫外線放射で選択された銀河にも関わらず赤外線光度が $10^{11} L_{\odot}$ 以上の高光度赤外線銀河の検出数が $z > 6.5$ でも増加しており, 宇宙初期でのその存在の重要性が確認されつつある. しかし, 宇宙年齢が 10 億年にも満たない若い時期に, 大量のダストが形成されるメカニズムはまだ良くわかっていない. この解明には, 高感度で多バンド観測ができる LST を用い, より多くのダスティ銀河を観測する統計的・系統的な調査を行うことが必須となる. 特に, $350\mu\text{m}$ の短波長も含めた観測を実現することで, 高赤方偏移の銀河に対し赤外線光度決定に重要なダスト SED のピーク付近を捉え, 赤外線光度とダスト温度を正確に求めることができるようになる. ダスト温度を精度良く測定できれば, それと縮退するダスト質量の測定も可能となる. また, 静止紫外線や可視光線の観測と比較することで, ダスト減光曲線や減光量といった基本的な物理量を明らかにできる.

LST の分光観測は, 紫外線・可視光線観測では困難なダスティな銀河の赤方偏移を精度良く決定することはもちろん, 銀河ガスの研究にも大きな進展をもたらすことができる. まず, ALMA では困難な広帯域に渡る観測で複数の輝線検出を実現することにより赤方偏移の不確定がなくなる. 検出が期待される主な輝線には電離領域や光解離領域から放射される [OIII], [CII], [NII], [CI], [OI] などがある. これらの輝線の組み合わせにより, これまで静止可視光線で行われきた輝線比による物理化学診断が, ダスト吸収の影響を受けない遠赤外線領域で出来るようになる. 特に遠方銀河に関しては, 静止可視光線での診断は JWST の面分光観測に頼るしかなく, 一方で, LST であれば広帯域の多天体分光装置で大量の銀河を効率良く分光することができ, または広視野・広帯域の観測装置では無バイアスな分光観測ができる. 他にも, 星形成率と良く相関する輝線もあり, 統計サンプルを獲得できる LST であれば, 連続光を用いずに輝線光度のみから赤外線光度を推定する手法を確立できる可能性も大いにある. LST が初期宇宙で狙う波長域には複数の CO 輝線もあり, 幅広い臨界密度・エネルギー準位をカバーし, 様々な励起をもつガスの密度や温度の測定を高精度に求めることが出来る. 更には, 興味深いことに $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ の輝線比から初期質量関数を推定することも可能である. 最近の研究では赤方偏移 13 で既に星形成が起きている可能性が示唆されており, 宇宙年齢が数億年の時代に既に比較的大きな質量をもつ銀河が存在すると考えられるが, 急激に大質量を持った物理機構の理解に繋がるだろう. また, OH などの吸収線もサブミリ波帯で観測され, ガスのアウトフローやインフローを LST 単独で特定できる強みをもち, ガスの運動と星形成の関係を明らかにできる. こうして様々なスペクトル線の調査が可能だが, LST の最大の強みはこれらを数多くの銀河に対し同時観測または効率よく観測し一挙に

捉えられることである。無バイアスな分光探査ではこれまで見逃されていた興味深い銀河の発見を可能にする。大型なスペクトル線サーベイは、これまで困難であった、輝線の光度関数、電離・中性・分子ガスの相、重元素量の進化を明らかにすることができ、星形成進化との関連付けを可能にする。

サブミリ波帯で広視野・高感度・広帯域を実現させる LST の連続光観測や 3 次元観測は、未だに謎に包まれている初期宇宙の星形成率密度といった基本的な物理量の理解から、それを支える複雑な物理メカニズムも明らかにし、宇宙創成期の全貌解明に迫ることができる。

2.3 謝辞

本章のレビューし的確なフィードバックをくださった早稲田大学の井上昭雄さんのおかげで、より良い内容となりました。この場をお借りして深く感謝申し上げます。

第3章 宇宙の大規模構造と観測的宇宙論

3.1 この分野の現状と未解決問題の概要

3.1.1 大規模構造観測における現状と課題

宇宙には宇宙の大規模構造と呼ばれる非一様な質量分布が広がっている。大規模構造は銀河が連なるフィラメント構造や銀河がほとんど存在しないヴォイド構造に大別され、フィラメントとフィラメントの交差する点に銀河団と呼ばれる宇宙最大の天体が存在する。

冷たい暗黒物質による階層的構造形成モデルに基づくと、宇宙誕生直後に生成された原始密度揺らぎと呼ばれるきわめて小さい密度ムラを種として、重力不安定性によって小さな構造が集まってより大きな構造へと進化してきた結果の姿が現在の宇宙の大規模構造であると考えられている。そのため、宇宙膨張を背景に重力成長した現在の大規模構造は初期条件を今だに色濃く残しており、宇宙論研究の格好なターゲットとなっている (e.g. [Vikhlinin et al., 2009](#); [Mantz et al., 2015](#)). 特に、銀河団は原始密度揺らぎの最も高いピークから誕生したと考えられ、その数は現在の密度揺らぎの振幅を表す σ_8 パラメータや物質密度パラメータ Ω_m に敏感である。また、その数の赤方偏移進化を追うことで、宇宙の加速膨張に関係する正体不明のダークエネルギーの存在量や状態方程式に制限がつけられると期待される (e.g. [Pratt et al., 2019](#); [Pillepich et al., 2018a](#)). 加えて、質量が最も重たい天体という点から高いシグナルノイズ比が期待でき観測が比較的容易であるということも特筆すべき点である。また近傍宇宙 ($z \lesssim 1-2$) での宇宙論の検証は $z = 1090$ での宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) 実験と相補的である。

一方、質量の大きい銀河団は現在も構造が成長し続けている現場であり、その成長進化を捉えることができる実験場である。特に、重力による成長は比較的容易に記述できるものの、銀河団の成長進化は加熱や冷却などを含むバリオン物理から多大な影響を受けるだけでなく、活動銀河核からのフィードバック (see e.g., [Fabian, 2012](#), for a review) を含む構造進化モデルにも依存する。

銀河団内のバリオンの質量の大部分は、高温低密度のプラズマの状態として占められている (e.g. [Cui et al., 2022](#); [Akino et al., 2022](#)). これらは暗黒物質がつくる重力ポテンシャルに大規模構造からガスが降着してきたものと考えられており、銀河団ガスとも呼ばれる。重力ポテンシャルを反映するように、銀河団ガス密度は中心部で高く (10^{-2}cm^{-3} 程度)、そこから外に向かって小さくなっていき、外縁部では 10^{-5}cm^{-3} ほどである。また、降着時にガスの持つ重力エネルギーが解放されて、運動エネルギーに変換され、さらに衝撃波を介して熱エネルギーに代わ

り、重力ポテンシャルと静水圧平衡に近づくように温度分布が決まっていく。しかしながら、散逸過程の際にエネルギーの一部は乱流やバルク運動の運動エネルギーに変換されており、どの程度静水圧平衡からずれているのか未だ明らかになっていない。銀河団ガスの観測は *ASCA*, *Chandra*, *XMM-Newton*, *Suzaku*, *SRG(eROSITA)* などの X 線衛星を使って精力的に研究されてきた。X 線の表面輝度から銀河団ガスの密度を、X 線スペクトラムから温度を測定している。銀河団ガス密度の観測の角度分解能は *Chandra*(0.5 秒), *XMM-Newton*(15 秒) と 10 秒程度以下に抑えられているのに対し、温度は光子統計から典型的に数 ~ 10 平方分程度しか分解できていないのが現状である。また、X 線の放射率は電子密度 (n_e) の 2 乗に比例するため、低密度ほど観測が難しい。典型的には銀河団のヴィリアル半径 (r_{vir}) の半分程度、言い換えれば銀河団の平均質量密度が宇宙の臨界密度の 500 倍になる半径 (r_{500c})、の内側の観測に限られている。また低く安定した X 線バックグラウンドを持つ *Suzaku* 衛星は平均質量密度が宇宙の臨界密度の 200 倍になる半径 ($r_{200c} \sim 0.7r_{\text{vir}}$) までの温度と密度を観測したが、その結果は理論モデルの予測と食い違いが見られている (e.g. Walker et al., 2019)。これは大きく 2 通りの解釈に分かれ、一つは温度が予想より低い、もう一つは密度が予想より高い、という考え方である。前者は、乱流などの非熱的圧力が外縁部ほど卓越しているか、電子が熱平衡状態になくイオン温度より低いという解釈ができる。後者は、主に銀河団周辺にいるガスサブハローはクランピーであり *Suzaku* 衛星の角度分解能 (~ 2 分) では分解できなく、射影して映るクランピーなガスからの X 線放射は n_e^2 に比例するため影響を強く受け、除去できていないのが原因という考え方である。銀河団外縁部ガスの問題を解決するには、高い角度分解能で外縁部ガスを観測する必要がある。この様に現在の所、中心部から外縁部までの銀河団ガスの温度、密度、圧力といった基本的な物理量を十分に空間分解し観測しているとは言い難い状況にある。

銀河団ガスのバルク運動や乱流などは、X 線スペクトルの輝線観測で制限できる。2016 年打ち上げの *Hitomi* 衛星に搭載されたカロリメータにより、最も明るいペルセウス座銀河団の中心部のみ観測された (Hitomi Collaboration et al., 2016) が、通信途絶により他の銀河団では観測されていない。2023 年に打ち上げ予定の *XRISM* 衛星によって他の銀河団も観測される可能性があるが、極めて明るいごく一部の X 線銀河団の、ヴィリアル半径の 10 分の 1 程度以下のごく中心部しか観測できない。銀河団ガスの運動成分の直接観測は銀河団ガスの静水圧平衡からのズレを知る上で重要であるが、極僅かなサンプルから普遍的なことを言うことは難しい。一方、*XMM-Newton* では EPIC-pn 検出器にリング状に広がっている背景 Cu-K α 輝線を絶対的なキャリブレーションソースとすることで Fe-K ラインを使って 150 km s^{-1} の精度で r_{500c} 程度までのバルク運動の測定に近年成功した (Sanders et al., 2020)。この観測は過去約 20 年間の *XMM-Newton* のデータを有効活用したものであり、今後新たに観測するには、EPIC-pn の Cu-K α リングを効率良くオーバーラップする必要があり効率が悪い。このような現状のため、本格的な r_{500c} 程度までの乱流を含むガスの運動を捉えるには 2030 年代の *Athena* 衛星の到来を待つしかない。銀河団ガスの非熱的圧力の間接的な検証は、強弱重力レンズ効果から求めた重力レンズ質量と銀河団ガスの温度と密度から静水圧平衡平衡の仮定のもと得られた質量 (静水圧平衡質量; $M_{\text{H.E.}}$) の比較で行うことができる。強弱重力レンズ解析は、光学撮

像観測で得られた銀河団の背景にある銀河の形状や光度を測定し、重力の物理だけを用いて銀河団の力学状態の仮定なしに質量を得ることができる。多波長のデータを用いて広い半径まで非熱的圧力を制限できるのが魅力的である。現状は r_{500c} までの多数の銀河団で検証が行われているが、X 線温度のキャリブレーションの違いによって、非熱的圧力の大きさに違いが見られているのが現状である (e.g. Pratt et al., 2019). 特に古い X 線温度キャリブレーションでは非熱的圧力が大きくなる傾向がある。また、上記の解析では一般に球対称を仮定しているが、ハロー形成時に近傍ハローからの潮汐力などの影響を受け銀河団ハローは三軸不等性を持つ (e.g. Jing & Suto, 2002). 視線方向に伸びた暗黒物質ハローとガスハローを射影する際の重み関数が異なるため、非熱的圧力の詳細な検証には、銀河団ハローの三軸不等性は無視できない (Sereno et al., 2013; Umetsu et al., 2022).

銀河団ガスのごく中心部は密度が十分高く、X 線放射効率が高くなり宇宙年齢以内に放射冷却が効き始める。これにより温度が下がりガスが中心部に移動することでさらに密度が上がるため、冷却が暴走するはずであるが、実際にはそうならない。暴走を止める加熱源として最も有力なシナリオが、巨大な楕円銀河の中心にある活動銀河核からの相対論的ジェットによってエネルギーフィードバックが起こり加熱と冷却のバランスが保たれるというものである (e.g. Churazov et al., 2002; Werner et al., 2019). エネルギーフィードバックは間欠的に起きるが、ジェットによって周囲のガスを押しのけキャビティと呼ばれる空洞に近い構造を作る。相対論的ジェットが出すシンクロトン放射は数 100 MHz から数 GHz の周波数帯の電波で観測され、キャビティの中を満たしている。相対論的電子や磁場などの非熱的成分とキャビティの縁の銀河団ガスの圧力はほぼ平衡に近いと考えられているが、相対論的電子のエネルギーと磁場のエネルギーが等分配であるなどを仮定しており、その見積もりは必ずしも十分でない (Vantyghem et al., 2014; Abdulla et al., 2019). クーリング・フロー問題の解決にはエネルギーフィードバックのエネルギー注入効率、空間分布などを明らかにする必要がある。そのために、高い角度分解能で活動銀河核 (典型的に非常に明るい電波源) の寄与とキャビティの構造を分解することが求められる。一方、ごく中心部は暗黒物質の質量よりもバリオン質量の方が優勢であり、銀河団ガスの質量分布の変化によって暗黒物質の質量分布も変化することが理論的に期待されるが (Gnedin et al., 2004), その検証 (e.g. Oguri et al., 2014; Okabe et al., 2016) は行われているがまだまだ不十分である。また、低質量の銀河団ほどフィードバックによって銀河団ガスが吹き飛ばされやすいことが理論的に予想されている。実際、 $r < r_{500c}$ のバリオンフラクションが低質量銀河団ほど宇宙マイクロ波背景放射から得られた値に達していないことが明らかになってきた (e.g. Akino et al., 2022; Cui et al., 2022). 重力だけの進化を考慮すると銀河団のバリオンフラクションは宇宙の平均値を保存すると期待されるが、それと矛盾する。発見されていないバリオンがどこにいったのか ("Missing Baryon 問題") の解明が必要である。

階層的構造形成から、より小さな天体との衝突合体を繰り返し銀河団は成長してきた。ごくまれに、質量の近い銀河団同士が衝突することがあり、これを銀河団衝突と呼ぶ。衝突頻度は少ないにも関わらず解放されるエネルギーは 10^{64} erg にも達し銀河団ガスの進化に強い影響を与える。銀河団衝突によって銀河団ガス中に衝撃波や乱流などが引き起こされ、それらに伴う磁場増幅や粒子加速が期待されている。衝撃波は大きく二つに大別される。一つは

運動しているサブ銀河団コアの前面に発生する離脱衝撃波である (e.g. [Ricker & Sarazin, 2001](#); [Markevitch et al., 2002](#); [ZuHone, 2011](#)). 衝撃波の厚みはクーロン衝突による平均自由行程程度であり、観測は現実的に難しい。衝撃波下流のガス温度が 10 keV 以上と大きくなった場合、温度の測定のためには硬 X 線衛星が必要とされるが、広がった放射の硬 X 線観測は難しいのが現状である ([Wik et al., 2014](#); [Gastaldello et al., 2015](#)). 二つ目は 2 つの銀河団ガスが互いに接するとき、その間にあるガスが圧縮され衝突軸に対して垂直方向にガスが飛び出る (図 3.8 左, e.g. [Ricker & Sarazin, 2001](#); [Ha et al., 2018](#); [Gu et al., 2019](#)). これを赤道面衝撃波と呼ぶ。赤道面衝撃波のタイムスケールは短く、淡い X 線放射のため観測が難しい。銀河団衝突は複雑な温度構造を引き起こすが、既存の X 線衛星の温度測定の角度分解能はそれらを分解するのに十分ではない。銀河団衝突は $\sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$ の衝突速度を持つ。衝撃波面前後の密度と温度測定からマッハ数と衝突速度が測定されるが、密度から求めた値と温度から求めた値に違いが見られる (e.g., [Botteon et al., 2018](#)). これは密度分布から求める方法が、投影効果の影響をより強く受けることが影響していると考えられる。また銀河団銀河の赤方偏移の観測から衝突速度を測定することができる。衝突速度は銀河団の重力によって決まるため、銀河団ガスの観測、重力レンズ質量による見積もり、銀河団銀河による速度測定などの異なる測定方法を比較し、銀河団衝突の力学を徹底的に解明することが求められる。

銀河団衝突によって加速された電子は、低周波電波で広がったシンクロトロン電波源として観測される。電波源の種類は、その形状から大きく二つに分類される。銀河団全体に広がった電波源を電波ハローとよび、銀河団の外縁部にフィラメント状で見られる電波源を電波レリックスと呼ぶ。電波ハローのスペクトラルは必ずしもシングルパワーローではなく、相対論的電子の加速過程や冷却のエネルギー依存性を反映していると考えられている。一方、電波レリックスのスペクトラルはシングルパワーローで落ちる傾向がある (e.g. [Brunetti et al., 2008](#); [van Weeren et al., 2019](#)). 偏光度は電波ハローで低く、電波レリックスで高い。これは電波レリックスの磁場が比較的そろっている一方で、電波ハローではランダム磁場によって、消偏波 (depolarization) が起きていることを示唆している。 (e.g. [van Weeren et al., 2019](#)). 粒子加速過程は未だ不明であるが、電波レリックスはその形状から衝撃波統計加速 (DSA; [Drury, 1983](#)) が期待され、電波ハローは銀河団ガスの電磁流体力学的乱流による乱流加速が期待されている。しかしながら、前者においては衝撃波のマッハ数が 2-3 程度と小さいこと、後者においては効率の悪いフェルミの二次加速であること、などから観測されているような光度やスペクトルを説明するうえでは依然問題が多く、研究が現在盛んに行われている。一方、活動銀河核から注入された相対論的電子が、乱流や衝撃波によって再加速されたシナリオも有力視されている。また、電子より陽子の方が質量が約 1800 倍重いため、陽子の加速効率は高く、相対論的陽子が多く生成されると期待され、さらに比電荷が小さく冷却しにくいいため、銀河団内には過去に加速された相対論的陽子がため込まれていると期待されている。相対論的陽子の崩壊から生成される 2 次的相対論的電子 (e.g. [Pfrommer & Enßlin, 2004](#)) も期待されるが、同時に生成されるガンマ線が観測されていないのが現状である (e.g. [Ackermann et al., 2016](#)). このように銀河団の粒子加速の起源は長年にわたる大問題の一つであるが、粒子加速の現場である銀河団ガスの詳細な温度、密度分布と広がった電波源のスペクトラルの分布を比較した研究が有効なア

プローチである. 特に DSA はマッハ数からスペクトラル指数を予言でき, 高角度分解能の銀河団ガスデータが得られればその詳細を精査できる.

銀河や銀河群といったより小さい構造は常に銀河団に降り積もっている. 銀河団に落ちた小さい構造は動径方向に運動しながら潮汐力によりその質量を削ぎ落とされ, 銀河団中心部をすれ違うときに接線方向に運動を変え離れていく. このとき, 銀河団の重力に束縛されるためターンアラウンドをし再び銀河団中心へと戻っていく. このようにターンアラウンドするような半径をスプラッシュバック半径 (Diemer & Kravtsov, 2014; Adhikari et al., 2014; Diemer et al., 2017) と呼び, 物理的な銀河団の境界を表す. スプラッシュバック半径はヴィリアル半径の約 1.5 倍程度に位置し, その付近で質量密度が急激に低下する. この理論的予想に触発されて, 銀河密度分布や弱い重力レンズ効果などの観測量をスタッキングしてその探査が行われている (e.g. More et al., 2016; Umetsu & Diemer, 2017; Chang et al., 2018; Contigiani et al., 2019; Murata et al., 2020). 銀河団ガスに対しても同様の試みが行われているが, 有意な検出とまでは至っていない (e.g. Shin et al., 2019; Zürcher & More, 2019; Anbajagane et al., 2022). 一方, 衝突系粒子であるガスは大規模構造から落ちる際に衝撃波を引き起こす. これを降着流衝撃波と呼ぶ. 降着流衝撃波はヴィリアル半径の約 3 倍程度 (Miniati et al., 2000; Ryu et al., 2003; Pfrommer et al., 2006; Kang et al., 2007; Molnar et al., 2009) の位置にある. 周りのガスの温度が低いいため, 衝撃波のマッハ数が大きいと考えられているが, その全貌は未だ見えてない. 電子・イオン間のエネルギー交換 (衝突電離平衡) のタイムスケールは電子密度に反比例するため, 密度が極めて薄いところでおこる降着流衝撃波では, 電子とイオンの間では熱平衡になっておらず電子温度とイオン温度に差があると考えられている.

降着流ガスの起源は大規模構造のフィラメントに付随しているガスである. これは中高温銀河間物質 (warm-hot intergalactic medium; WHIM) と呼ばれ, 未だ発見されていない見えないバリオンの大部分を占め (Fukugita et al., 1998; Shull et al., 2012), ダークバリオンとも呼ばれる. ダークバリオンは X 線で強く輝線放射を示すが, 低温かつ希薄であると予想されており, その検出には優れた分光性能を持つ X 線カロリメータによるサーベイが要求される (e.g., Yoshikawa et al., 2003). これまでは WHIM の探査は, 背景にある明るい天体を光源とした吸収線の観測などが行われている (e.g., Nicastro et al., 2018). しかし, その様な条件を満たす領域に限ることなく, 全 WHIM の存在を確かめ, その密度と温度を測定することが求められている. 光学サーベイで発見された銀河フィラメントを X 線 (Tanimura et al., 2020b, 2022a) や スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 (de Graaff et al., 2019; Tanimura et al., 2020a) を使ってスタッキングして研究が行われている. WHIM の直接観測は未だ実現していないが, 将来計画として, *SuperDIOS* (Sato et al., 2020), *HUBSpCui* et al. (2020), *LEM*¹などの広視野撮像分光衛星により, WHIM からの輝線を検出しようという試みがある.

いずれの問題に対しても, LST がもたらす広い視野, 高角度分解能, 多周波数バンドの性能で観測する スニヤエフ・ゼルドビッチ効果が劇的なブレイクスルーをもたらす.

¹<https://lem.physics.wisc.edu/>

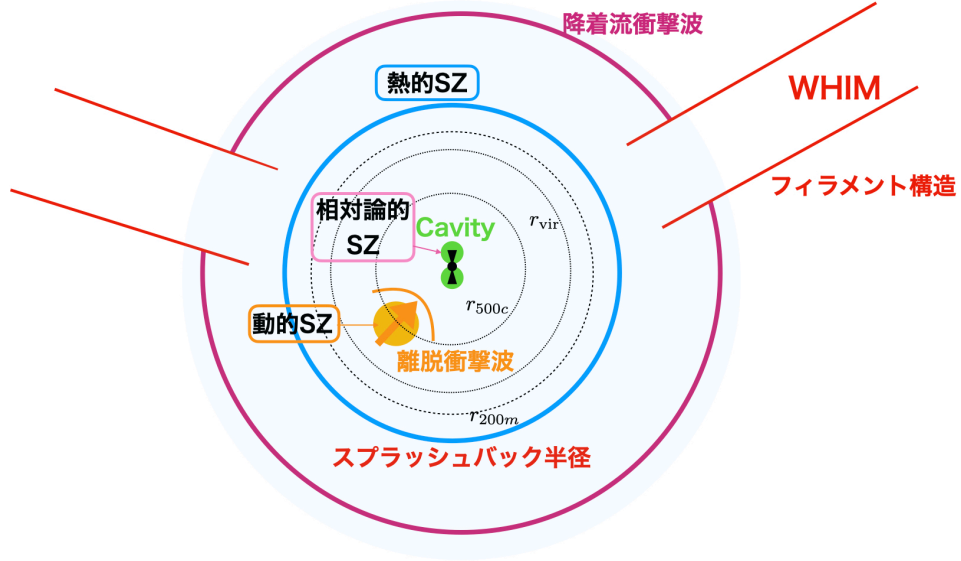


図 3.1: 銀河団周辺の物理過程を強調した模式図. 熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果により銀河団全体の銀河団 (電子) ガス, フィラメント構造に付随する WHIM, WHIM の降り注ぎから発生する降着流衝撃波, 離脱衝撃波の観測. 相対論的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果による中心部の活動銀河核からのフィードバック評価. 動的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測による銀河団衝突に伴う銀河団ガスの視線方向運動の測定が可能となろう. またそれによるエネルギー解放過程の研究を展開できよう

3.1.2 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果

宇宙に存在する自由電子によって宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) 光子は散乱を受け, CMB 黒体放射のスペクトルが歪む. これを スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 (Sunyaev–Zeldovich effect; Sunyaev & Zeldovich, 1970, 1972, 1980b) と呼ぶ. スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 に関する包括的なレビュー論文としては, Sunyaev & Zeldovich (1980a); Birkinshaw (1999); Carlstrom et al. (2002); Kitayama (2014); Mroczkowski et al. (2019) などが挙げられ, 各年代における理論的・観測的な研究の動向と進展を知ることができる.

電子によって CMB 光子が散乱される確率 (光学的厚さ) は, 電子数密度 n_e , 視線長 l , トムソン断面積 σ_T を用いて

$$\tau_e = \int \sigma_T n_e dl \sim 2 \times 10^{-3} \left(\frac{n_e}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{l}{\text{Mpc}} \right), \quad (3.1)$$

と表せ, この値が大きいほど強い信号が期待されるので, 個別天体としては銀河団が主要な観測対象となる. ただし, 銀河団であっても, $\tau_e \ll 1$ であるので, スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 の信号は非常に微弱である.

プラズマ中の自由電子の運動エネルギー (銀河団では keV 程度) は, CMB 光子のエネルギー [赤方偏移 z の関数として, $2.7(1+z)$ K, すなわち $2.4 \times 10^{-4}(1+z)$ eV] よりもはるかに大きいので, 散乱が起こると電子から光子にエネルギーが受け渡される. これは, 光子から電子にエネルギーが受け渡される通常のコンプトン散乱とは逆の

ため、「逆コンプトン散乱」と呼ばれる。CMB 光子の逆コンプトン散乱は、電子のエネルギーに応じて、ガンマ線まで含めた広範なエネルギー帯での放射を生じ得るが、慣用的に GHz から THz の周波数帯における放射を生じる散乱に対してスニヤエフ・ゼルドビッチ効果という用語が用いられている。

GHz から THz の放射を主に生じるのは、運動エネルギーが低い、すなわち速度 v_e が光速 c に比べて小さい電子であるので、散乱による CMB 温度の微小変化 ΔT_{CMB} を v_e/c のべき級数で展開すると整理しやすい。まず、 v_e/c の 1 次の項は「運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 (kSZ)」(Sunyaev & Zeldovich, 1972, 1980b) と呼ばれ、

$$\frac{\Delta T_{\text{CMB}}}{T_{\text{CMB}}} = \int \sigma_T n_e \frac{v_{\parallel}}{c} dl \sim 7 \times 10^{-6} \left(\frac{n_e}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{v_{\parallel}}{10^3 \text{ km s}^{-1}} \right) \left(\frac{l}{\text{Mpc}} \right) \propto \left(\frac{v_{\parallel}}{c} \right) \tau_e, \quad (3.2)$$

のように、 v_e の視線成分 v_{\parallel} によるドップラー効果に比例する。ここで、我々に向かう方向を v_{\parallel} の正の向きとしている。放射強度の微小変化 ΔI_{ν} との関係は、一般に

$$\frac{\Delta I_{\nu}}{I_{\nu, \text{CMB}}} = \frac{x e^x}{e^x - 1} \frac{\Delta T_{\text{CMB}}}{T_{\text{CMB}}} \quad (3.3)$$

$$I_{\nu, \text{CMB}} = \frac{2(k_B T_{\text{CMB}})^3}{(h_P c)^2} \frac{x^3}{e^x - 1} \quad (3.4)$$

$$x = \frac{h_P \nu}{k_B T_{\text{CMB}}} = 1.76 \left(\frac{\nu}{100 \text{ GHz}} \right) \left(\frac{T_{\text{CMB}}}{2.726 \text{ K}} \right)^{-1}. \quad (3.5)$$

で与えられる。ここで、 h_P はプランク定数、 k_B はボルツマン定数、 x は無次元化された周波数である。ただし、電子がランダム運動をする場合は、正負の速度によって ΔT_{CMB} ないし ΔI_{ν} は相殺されるため、系全体の固有運動による速度のみが信号に寄与する。

ランダム運動をする熱的電子に対しては、 v_e/c の 2 次 $\left(\frac{v_e}{c} \right)^2 \propto \frac{k_B T_e}{m_e c^2}$ に比例する項が卓越し、「熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 (tSZ)」(Sunyaev & Zeldovich, 1970, 1972) と呼ばれる。

$$\frac{\Delta I_{\nu}}{I_{\nu, \text{CMB}}} = \frac{x e^x}{e^x - 1} \left(x \coth \frac{x}{2} - 4 \right) y, \quad (3.6)$$

$$y = \int \sigma_T n_e \frac{k_B T_e}{m_e c^2} dl \sim 4 \times 10^{-5} \left(\frac{n_e}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{T_e}{10^8 \text{ K}} \right) \left(\frac{l}{\text{Mpc}} \right) \propto \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2} \right) \tau_e \quad (3.7)$$

ここで、 y は「コンプトン y パラメータ」と呼ばれる無次元量であり、電子圧力 $P_e = n_e k_B T_e$ の視線積分に相当する。式 (3.2)(3.6) において、 $y \propto (v_e/c)^2$ に比例する熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果が、 v_e/c に比例する運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果よりも 1 桁程度大きいのは、電子の熱速度 ($\sim 10^5 \text{ km s}^{-1}$) が天体の固有速度 ($\sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$) よりもはるかに大きいためである。

上記 2 項によって、非相対論的極限 ($v_e/c \ll 1$) における スニヤエフ・ゼルドビッチ効果が記述される。一方、電子速度が大きくなると、 v_e/c の 3 次以上の項が無視できなくなる。そこで、(弱) 相対論的で熱的な分布関数をも

つ電子に対して、 v_e/c の高次項まで含めた寄与を計算した結果が「相対論的補正」と呼ばれる (e.g., Wright, 1979; Fabbri, 1981; Rephaeli, 1995a,b; Challinor & Lasenby, 1998; Itoh et al., 1998; Sazonov & Sunyaev, 1998; Nozawa et al., 1998). さらに、速度が光速に近づき、非熱的な分布関数をもつに至った電子による散乱が「非熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果」である (e.g., Birkinshaw, 1999; Enßlin & Kaiser, 2000; Blasi et al., 2000; Colafrancesco et al., 2003). 特に後者に対しては、 v_e/c のべき級数ではなく、全ての速度成分を合わせて考慮するのが一般的である. 後述するように、相対論的補正および非熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果は、いずれも電子のエネルギー分布を探るための手段となり得る.

なお、上記のいずれに対しても、観測されるスペクトル ΔI_ν の形状も絶対値も赤方偏移によらない. これは、散乱後の光子が受ける赤方偏移と、散乱前の CMB 光子が受ける赤方偏移による周波数シフトが相殺するためである. 例えば、赤方偏移 $z = z_1$ および $z = 0$ でそれぞれ散乱が起こる状況を比較すると、散乱前の CMB 光子の周波数は、前者が後者の $(1 + z_1)$ 倍なので、散乱直後の光子の周波数も、前者は後者の $(1 + z_1)$ 倍になる. しかし、前者は後者の $(1 + z_1)$ 倍の赤方偏移を受けて我々のもとに届くので、観測時には違いがなくなる. 同様の考察は、各周波数における放射強度 I_ν の絶対値に対しても、 $(1 + z_1) \rightarrow (1 + z_1)^3$ と置き換えることで成り立つ.

図 3.2 は、熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 および運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 のスペクトルおよびそれぞれに対する相対論的補正を示している. 主要な振る舞いをまとめると、

- 熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 は、 $\nu \simeq 220$ GHz を境に、低周波で $\Delta I_\nu < 0$ 、高周波で $\Delta I_\nu > 0$ となる. つまり、低周波側では、「負のソース」として観測される.
- 運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 は、視線速度の向きによって正負が決まり、熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果がゼロとなる周波数の付近で最大となる.
- 相対論的補正は、電子温度・速度の増加とともに顕著となり、放射スペクトルを高周波側に広げる.

したがって、複数の周波数帯における精密観測が実現すれば、熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 と運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 の分離測定、および熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 のスペクトル形状を利用した電子温度の測定が原理的には可能である.

また、図 3.3 は、非熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 のスペクトルの例を示しており、

- 非熱的電子の運動量（あるいはエネルギー）に対して、 $\nu > 200$ GHz でのスペクトル形が非常に敏感である.
- THz 以下の周波数帯での放射は、ローレンツ因子 $\gamma \equiv \frac{1}{\sqrt{1-(v_e/c)^2}}$ が 10 程度以下の相対論的電子に起因する. が読み取れる. したがって、高周波数帯における精密観測が実現すれば、 $\gamma < 10$ における非熱的電子のエネルギー分布を探ることのできる貴重な手段となり得る. ただし、少量の非熱的電子が大量の熱的電子の中に混在するような状況では、相対論的補正を含む熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 と分離できるかが課題となる.

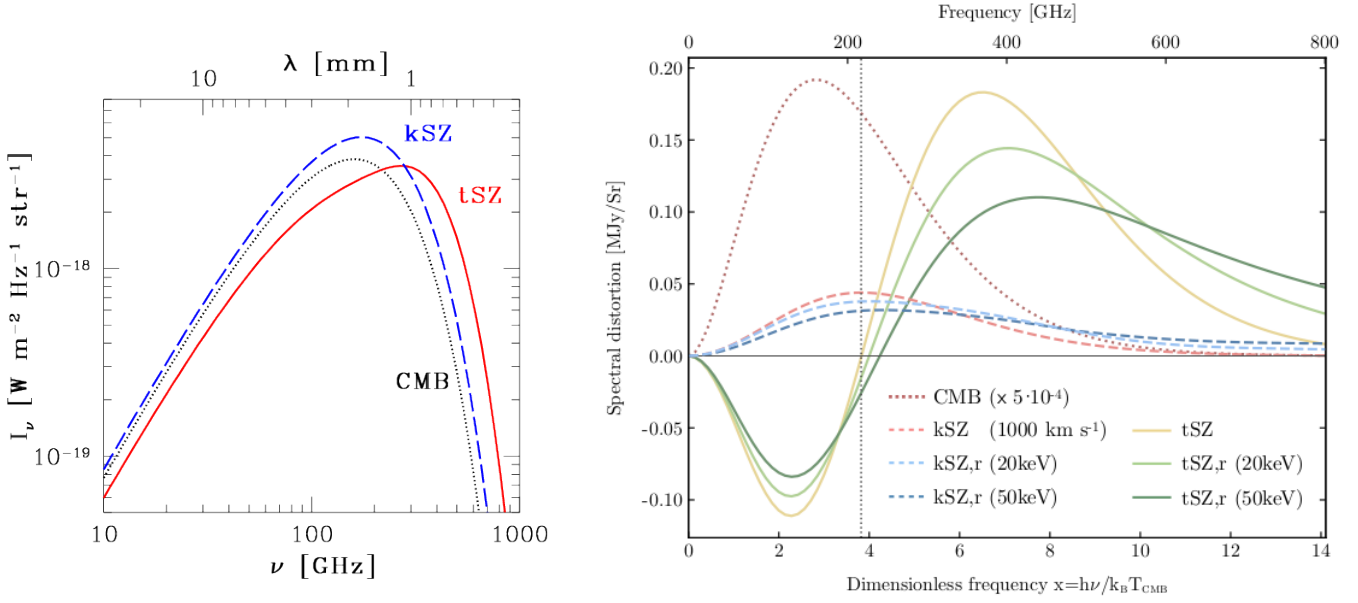


図 3.2: スニヤエフ・ゼルドビッチ効果のスペクトル. 左: 熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果(tSZ; 実線) と運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果(kSZ; 破線) の放射強度 I_ν の模式図. 見やすさのため, CMB(点線) からのずれを, 実際の 1000 倍程度に拡大してある. 右: CMB からの強度差 ΔI_ν . $k_B T_e = 0 \text{ keV}, 20 \text{ keV}, 50 \text{ keV}$ それぞれに対する tSZ(実線) および kSZ(破線, いずれも視線速度は $+1000 \text{ km s}^{-1}$ に固定) が, $y = 10^{-4}$, $\tau_e = 10^{-2}$ の場合に比較されている. 点線は, 比較のため, CMB 強度 $I_{\nu, \text{CMB}}$ を 5×10^{-4} 倍したもの. [左は執筆者による. 右は [Mroczkowski et al. \(2019\)](#) の図 2 より転載]

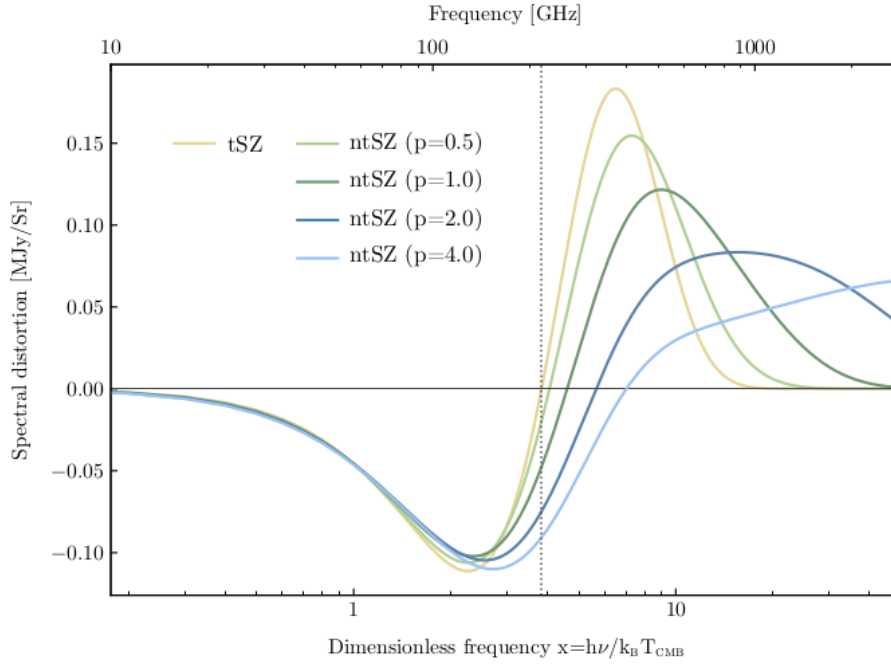


図 3.3: 非熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果のスペクトルの例. 単一の相対論的運動量 $p = \beta\gamma = \frac{v_e/c}{\sqrt{1-(v_e/c)^2}}$ をもつ電子による放射強度を描いている. 縦軸の大きさは任意に選んでいる. ([Mroczkowski et al. \(2019\)](#) の図 4 より転載)

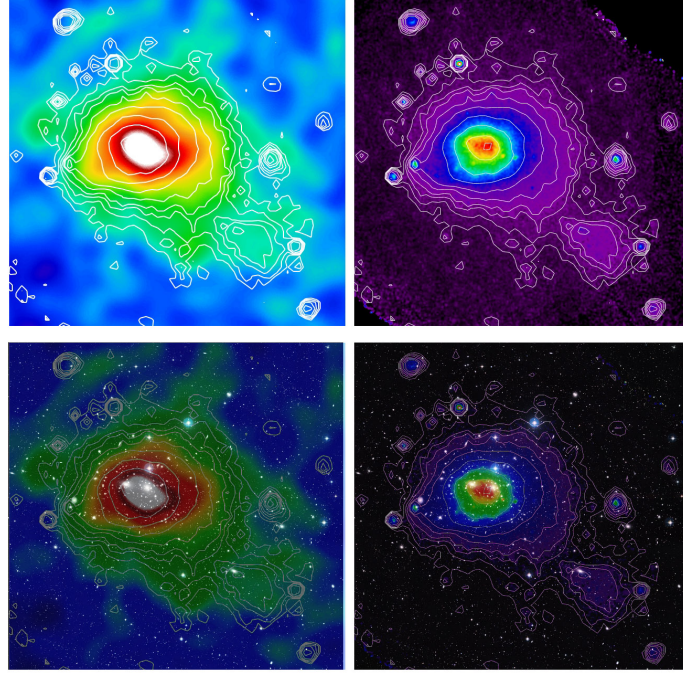


図 3.4: 左上: Planck 衛星による髪の毛座銀河団のスニヤエフ・ゼルドビッチ効果 イメージ, 右上: ROSAT 衛星による X 線輝度分布, 左下: Planck スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 イメージ+DSS による可視光イメージ, 右下: X-ray 輝度イメージ+可視光イメージ. スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測の方が X 線観測に比べ, より銀河団外縁部領域まで信号が検出できていることがみて取れる. **Image credits: ESA / LFI and HFI Consortia (Planck image); MPI (ROSAT image); NASA/ESA/DSS2 (visible image).** **Acknowledgement: Davide De Martin (ESA/Hubble)**

さらに, 逆コンプトン散乱の過程においては, 上述した強度の変化に加えて, 偏光も生じ得る. 具体的には, CMB 光子や電子のどのような非等方性に起因するかに応じて,

1. CMB の四重極 ($Q_{\text{rms}} \simeq 13 \mu\text{K}$) による項. 全天での平均 (rms) 偏光度² $\propto \left(\frac{Q_{\text{rms}}}{T_{\text{CMB}}} \right) \tau_e$ (天球面上における方向依存性あり)
2. 銀河団の天球面内の速度 v_{\perp} による項. 偏光度 $\propto \left(\frac{v_{\perp}}{c} \right)^2 \tau_e$
3. 熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 によって一度散乱された光子の再散乱による項. 偏光度 $\propto \left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2} \right) \tau_e^2$
4. 運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 によって一度散乱された光子の再散乱による項. 偏光度 $\propto \left(\frac{v_e}{c} \right) \tau_e^2$

などが生じる (e.g., Sunyaev & Zeldovich, 1980b; Kamionkowski & Loeb, 1997; Audit & Simmons, 1999; Sazonov & Sunyaev, 1999; Challinor et al., 2000; Itoh et al., 2000). これらはいずれも非常に微弱 (偏光度 $\lesssim 10^{-8}$) だが, 特に 1. と 2. は他の方法では探れない情報の源となり得る (第 3.2.4 節参照). 測定にあたっては, 各項の大きさに加えて, 他の項とどのように分離するかが課題となる.

²本稿では, ストークスパラメータ (I, Q, U, V) に対して, $P \equiv \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}$ で偏光度を定義する.

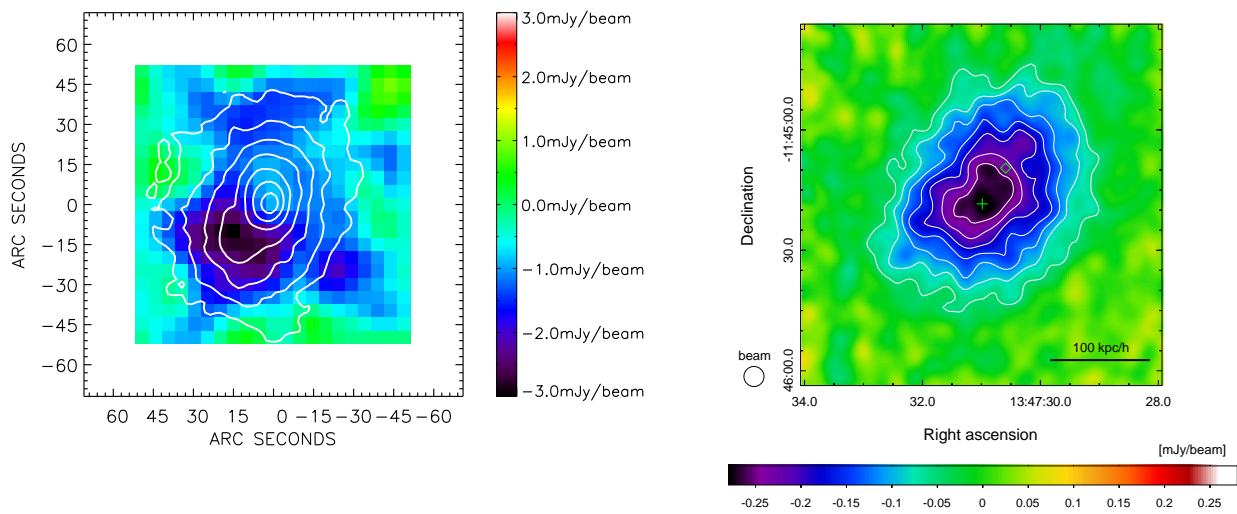


図 3.5: 左) Nobeyama/NOBA 150 GHz による RX J1347–1145 のスニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測結果 (Kitayama et al., 2004, 2016). 角度分解能は, 約 13 秒角. ただし, 中心部に存在する AGN (~ 4 mJy) は除去されていない. 白等高線は Chandra 衛星による 0.5–7.0 keV band X 線強度分布を示す. 中心から ~ 20 秒角 南東にある構造が明確に見える. この構造は, $kT \simeq 20$ keV (2 億度) を超える超高温銀河団プラズマによって形成されたもの (硬 X 線観測による制限 $kT \sim 25$ keV Ota et al., 2008) で, その詳細を相対論的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果を用いることで評価することが可能である (第 3.3.3 節参照). 右) ALMA 92 GHz による観測. 角度分解能 5 秒角. 中心の AGN は除去されている. 等高線は, スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 信号の強度を示す. これまでにないほど詳細な構造が明らかにされており, 現時点で最も角度分解能の良い スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測結果である.

表 3.1: 主要な スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測天文台

望遠鏡	周波数帯域 [GHz]	バンド数	同時観測性	視野 [分角]	角度分解能 [分角]
Planck	30-857	9	Yes	全天サーベイ	5-30
ALMA	26-344	8 (10)	No	分角	0.05
MUSTANG-2	90	1	—	2	0.15
NIKA2	150, 260	2	Yes	6.5	0.3/0.2
SPT-3G	90,150,220	3	Yes	南天サーベイ	1
Advanced ACT-Pol	28, 41, 90,150,230	5	Yes	南天サーベイ	1-7

3.1.3 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測の現状とその課題

スニヤエフ・ゼルドビッチ効果の観測形態は、地上電波望遠鏡によって個々の天体を対象とするポインティング観測と、人工衛星または地上電波望遠鏡によるサーベイ型観測に大別される。前者は、1970年代から試みられていたが、信号が微弱であるために測定は長らく困難を極め、信頼性の高いデータが得られ始めたのは、ボロメータアレイや専用電波干渉計が台頭する1990年代後半以降であった（初期のスニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測については、[Birkinshaw \(1999\)](#); [Carlstrom et al. \(2002\)](#) を参照頂きたい）。また、当時の観測データの角度分解能は概ね2'以上であり、銀河団ガスの研究手段としてはX線観測に大きく劣後していた。唯一の例外は、野辺山45m鏡搭載のNOBA、JCMT搭載のSCUBA、IRAM 30m鏡搭載のDiaboloを用いた遠方銀河団RXJ1347–1145の観測結果（図3.5, [Komatsu et al., 1999, 2001](#); [Pointecouteau et al., 1999, 2001](#); [Kitayama et al., 2004](#)）であり、最高13''に達する角度分解能によって、当初X線衛星ROSATによって見逃されていた高温内部構造の存在が明らかになった。2010年代に入ると、単一鏡ではGreen Bank 100m鏡搭載のMUSTANG ([Mason et al., 2010](#); [Korngut et al., 2011](#); [Mroczkowski et al., 2012](#); [Romero et al., 2015](#)) およびIRAM 30m鏡搭載のNIKA ([Adam et al., 2015, 2016](#); [Ruppin et al., 2017](#)), 干渉計ではCARMA ([Reese et al., 2012](#); [Plagge et al., 2013](#)) およびALMA ([Kitayama et al., 2016](#); [Basu et al., 2016](#); [Di Mascolo et al., 2019b](#); [Gobat et al., 2019](#)) などによって、20''よりも優れた角度分解能の観測データが、より多くの銀河団に対して取得されるようになった。表3.1に、現在主流のスニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測天文台をまとめる。

一方、サーベイ型観測は、専用の地上望遠鏡である南極点望遠鏡 (South Pole Telescope (SPT)); e.g., [Staniszewski et al., 2009](#); [Vanderlinde et al., 2010](#); [Williamson et al., 2011](#)) とアタカマ宇宙論望遠鏡 (Atacama Cosmology Telescope (ACT)); e.g., [Hincks et al., 2010](#); [Marriage et al., 2011](#); [Hasselfield et al., 2013](#)) が2000年代後半から相次いで稼働し始め、いずれも検出器のアップグレードを行いながら、現在も観測が続けられている。また、ほぼ同時期に、CMB観測衛星 *Planck* (e.g., [Planck Collaboration et al., 2011b, 2015a, 2016a](#)) も稼働し、2013年まで観測を行った（現在もデータ解析は進められている）。SPTとACTは、主に220GHz以下の周波数帯において、実効

的に空間分解能 $2'$ 程度のデータを取得するので、特に $z = 1$ を超える遠方銀河団の検出に適している。これに対し *Planck* は、空間分解能は劣る ($\sim 10'$) が、高周波数帯までを含めて全天をカバーできるという利点がある。その結果、*Planck* (Planck Collaboration et al., 2015a) は全天で 1700 余りの銀河団 ($z \lesssim 0.7$) を検出し、SPT (Bleem et al., 2015) は 2500 平方度の観測で 700 弱の銀河団 ($z \lesssim 1$)、ACT (Hilton et al., 2021) は約 1 万 3000 平方度で 4000 個を超える銀河団を検出した。これらの中には、他の波長帯では発見されていなかった新しい銀河団も多数含まれている (図 3.6)。特に、放射強度が赤方偏移に依存しないことから、SPT と ACT の観測限界は、実質的に銀河団の総質量 (i.e., ガスの総量および温度と強く相関する) で決まり、X 線をはじめとする他の観測手段とは相補的な選択関数 (selection function) を持つ。なお、発見された銀河団の赤方偏移は光学撮像観測のデータの測光的赤方偏移で求められる。

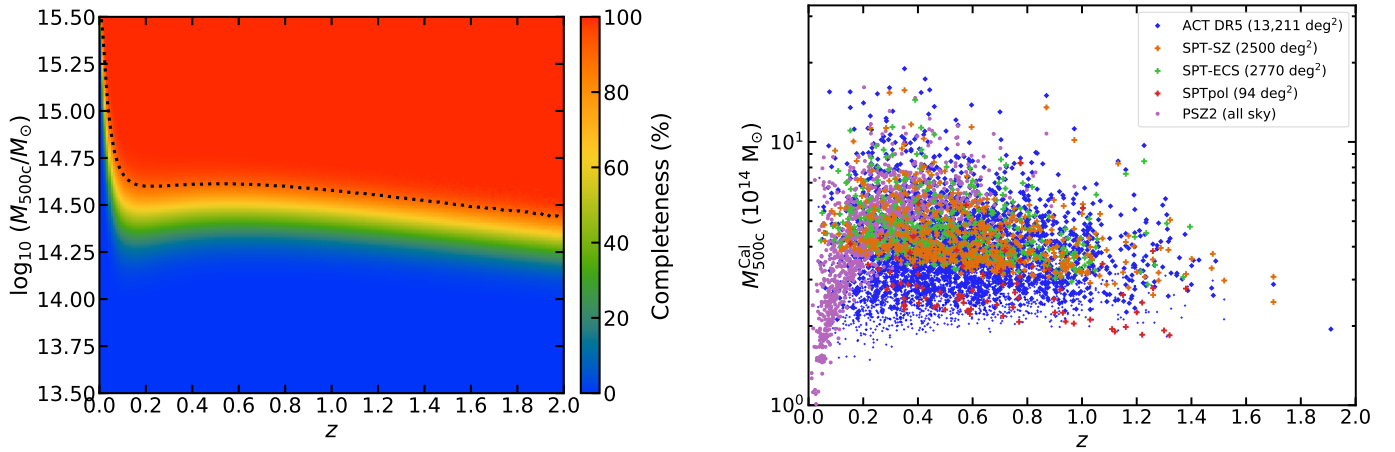


図 3.6: 左図: Advanced ACT-Pol の銀河団コンプリートネスを赤方偏移と質量 M_{500c} の関数で表す (Hilton et al., 2021). 点線は 90% コンプリートネスを示す. 右図, スニヤエフ・ゼルドビッチ効果サーベイで発見された銀河団質量 M_{500c} の赤方偏移依存性. ©AAS. Reproduced with permission.

高赤方偏移まで網羅する銀河団カタログは、宇宙論パラメータを制限するのに有用である。しかしながら、これらの角度分解能は 2 分程度またはそれ以上であり、原理的に 2 つの問題を抱えている。第一に、銀河団銀河の活動銀河核から放射される電波点源を空間分解できないという問題がある。活動銀河核の電波源のいくつかで高周波帯でハードになる特徴があり (e.g. Lin et al., 2009; Gralla et al., 2014), これらはシンクロトロン放射の低周波数帯 (数 GHz) からの単純外挿では推測が難しい。電波点源の存在を無視した場合は、スニヤエフ・ゼルドビッチ効果の信号 (220 GHz 以下では、負となる) は、過小評価されてしまう。第二に、2 分角以下の銀河団ガスの構造を詳細に分解することができない。これは銀河団を探索することはできるが、その内部構造を詳細に調べることはできないことを意味する。

近年 ALMA, GBT/MUSTANG-2, NIKA2 などに代表される数秒 \sim 10 秒の高角度分解能 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測装置が登場している (図 3.7)。これらは電波点源を十分に分解することができるだけでなく、X 線

衛星の表面輝度分布観測の角度分解能に匹敵した解像度で銀河団ガスの射影した圧力分布を見ることができる特性がある。しかしながら、有効視野が数分程度と狭く、広い視野で高角度分解能のスニヤエフ・ゼルドビッチ効果の観測を担う観測装置がないのが現状である。

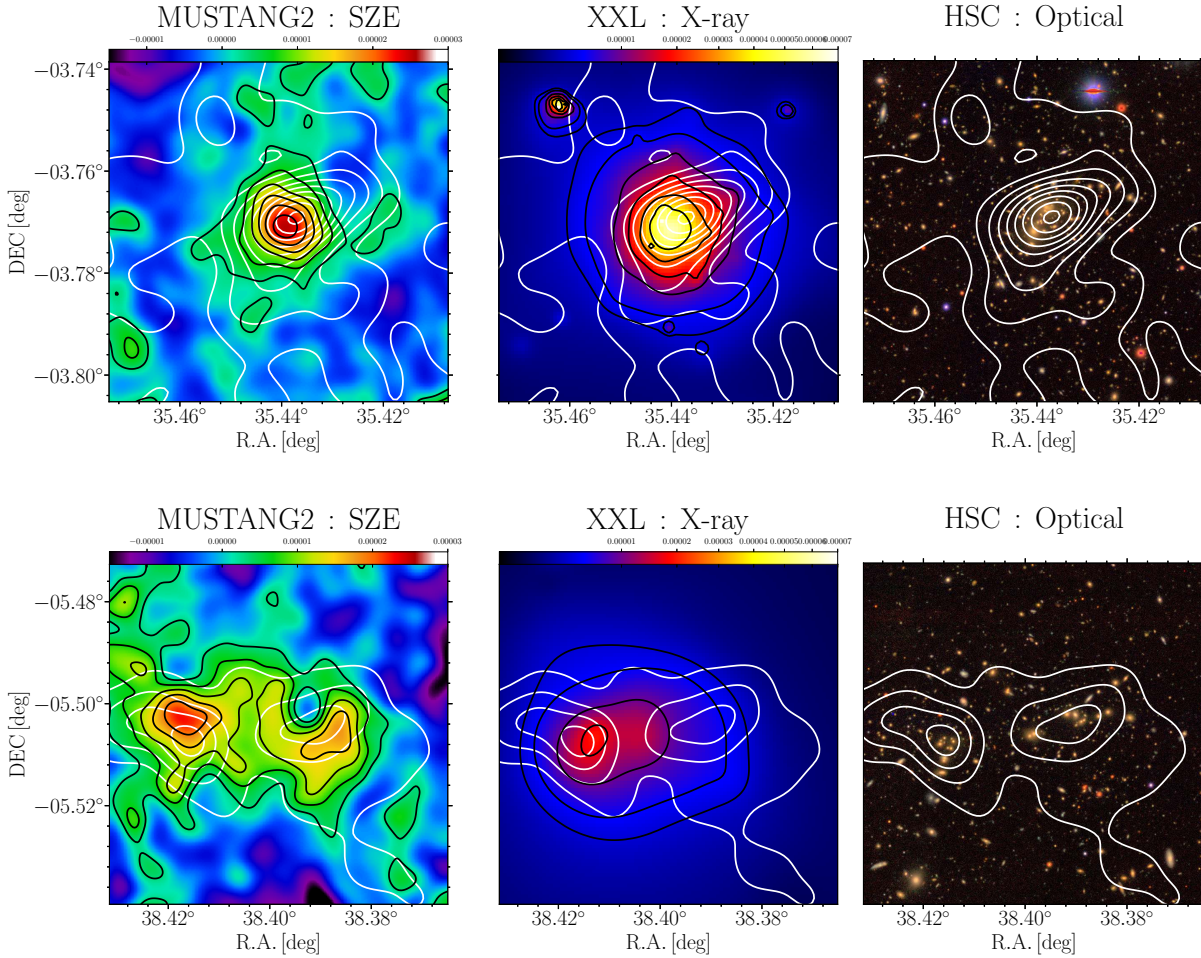


図 3.7: 左図: GBT/MUSTANG-2 (10" 角度分解能) による スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 シグナル. 中図: *XMM-Newton* による X 線表面輝度 (15" 角度分解能). 右図: HSC すばる画像. 白線は銀河分布の等高線を表す. 上下図は、それぞれ HSC J022146-034619 と HSC J023336-053022 を表す. HSC J023336-053022 は スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 シグナルノイズと銀河分布がダブルピークになっているが、X 線表面輝度はシングルピークを持つ (Okabe et al., 2021). スニヤエフ・ゼルドビッチ効果, X 線, 弱い重力レンズ質量, 銀河測光の多波長データを組み合わせて様々な物理量を導ける. ©AAS. Reproduced with permission.

これらの観測装置の大半は、90 GHz 帯などのゼロ点振動数 (217 GHz) より低い周波数帯だけで観測しているのが現状であり、他波長と比肩できる水準の精度で観測されているのは熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 (電子圧力分布の視線積分) のみと言ってよい。そのため、高角度分解能 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 のデータの場合、X 線観測の表面輝度分布と合わせて、圧力における電子密度と電子温度の縮退を取ることが試みられている (e.g. Adam et al., 2016; Di Mascolo et al., 2019a; Ricci et al., 2020; Romero et al., 2020; Kitayama et al., 2020; Okabe et al., 2021). 得られた温度分布は、X 線のスペクトル解析で得られた温度分布よりも解像度が高いものや、系統誤差が小

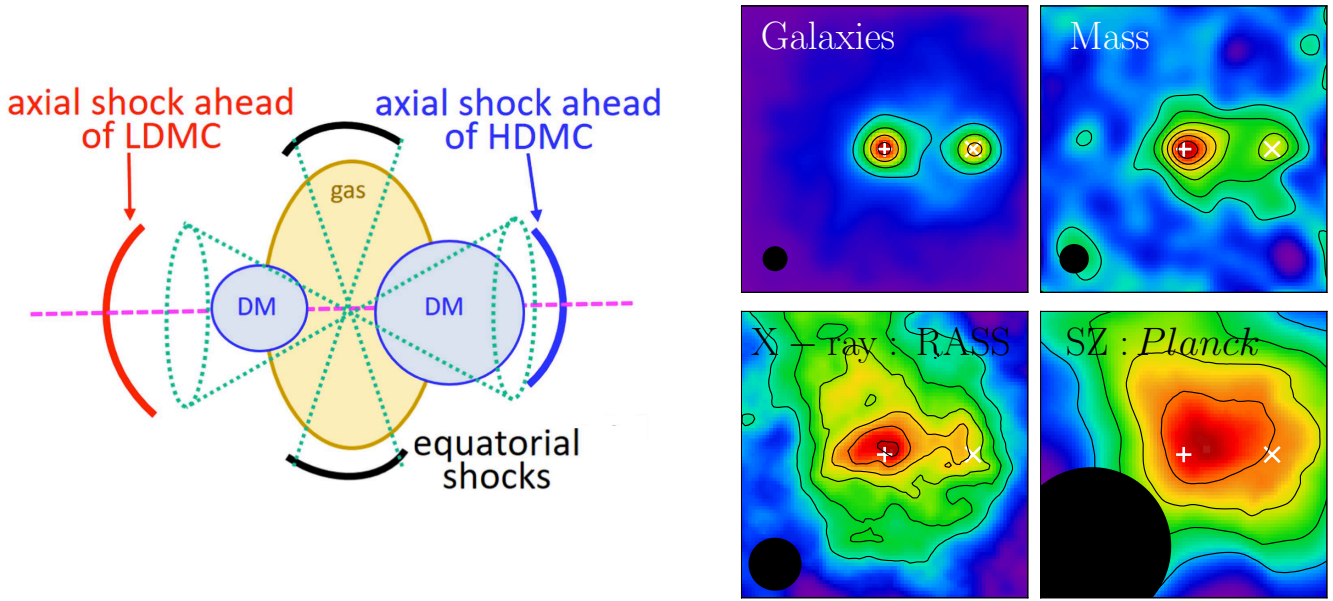


図 3.8: 左) 数値計算による銀河団同士の衝突によって発生すると予言される衝撃波の種類 (Ha et al., 2018). Axial (赤, 青) と示されているのが衝突軸に沿って発生する離脱衝撃波. Equatorial (黒) と示されているのが, 赤道衝撃波. 赤道衝撃波は, 離脱衝撃波よりも早期に発生し, それゆえより遠方にまで到達すると考えられている. 右) Subaru HSC-SSP サーベイで発見されたペア銀河団情報をもとにスタッキングを行ったもの (Okabe et al., 2019). 上左から, 銀河, 重力質量, ROSAT 衛星による X 線輝度, Planck 衛星による スニヤエフ・ゼルドビッチ効果. 高温ガスの存在を追跡する X 線, スニヤエフ・ゼルドビッチ効果で衝突軸に垂直な方向に伸びる成分 (赤道衝撃波により加熱された銀河団プラズマ) が存在することがみてとれる (左下の黒円は角度分解能を表す).

さいものも得られている.

このようにさまざまな課題はあるものの, スニヤエフ・ゼルドビッチ効果研究は, 過去 20 年で量的にも質的にも大きく進歩し, X 線研究と遜色ないまでに発展した. 劇的な進歩により, 様々な銀河団研究の発展が見られた. 熱的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果と X 線データを組み合わせて, いくつかの銀河団の圧力, 密度, 温度分布が得られた (e.g. Adam et al., 2016; Ricci et al., 2020; Kitayama et al., 2020; Romero et al., 2020; Okabe et al., 2021, 図 3.7). 離脱衝撃波の観測も行われ (Di Mascolo et al., 2019b), 赤道面衝撃波は衝突銀河団の銀河サブハローとメインハローに合わせたようにステッキングすることによってその兆候が見えてきた (図 3.8 右, Okabe et al., 2019).

銀河団中心部にある活動銀河核のジェットとその周囲のガスの相互作用は, SZ 観測と低周波電波観測で捉えることができる. 図 3.9 は, Phoenix 銀河団 ($z = 0.60$) の SZ 観測 (Kitayama et al., 2020) と AGN 観測 (Akahori et al., 2020) を表す. これは強く冷えたガスと熱源たる AGN ジェットとの共存という特異例を示している.

また, X 線では測定することが難しい銀河団の超高温ガスの存在も確立されつつある (Ueda et al., 2018; Zemcov et al., 2012; Okabe et al., 2021). 広帯域周波数観測を実現する Z-Spec を用いた RX J1347.5-1145 の観測例 (Zemcov et al., 2012) を図 3.10 に載せる. 彼らは, スニヤエフ・ゼルドビッチ効果のみを用いて RXJ1347.5-1145 の超高温成分を同定しようとしたが, 1.) カバーしている周波数帯域 (180-320 GHz), 2.) スニヤエフ・ゼルドビッチ効果観

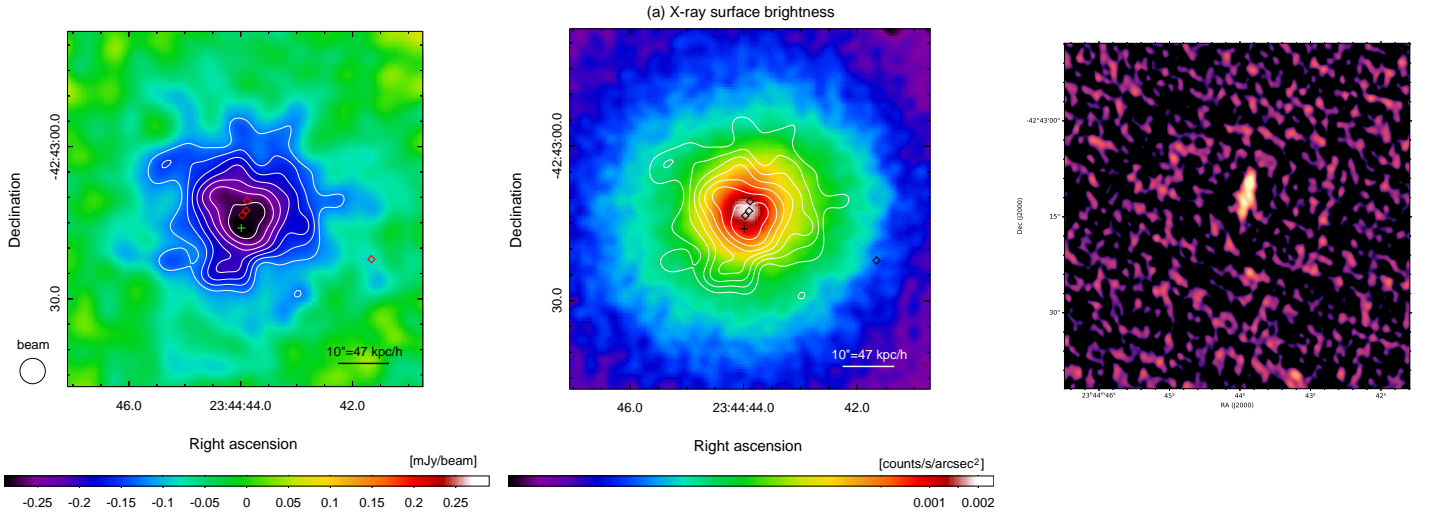


図 3.9: Kitayama et al. (2020), より Phenix 銀河団 ($z = 0.60$) の多波長イメージ. 左: ALMA 92 GHz によるスニヤエフ・ゼルドビッチ効果 強度. 図 3.5 右と同様に角度分解能は 5 秒角である. 中央: Chandra 衛星による X 線輝度. 等高線は左図と同じ スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 強度を示している. 右: ATCA 18 GHz による電波強度 (主にシンクロトロン放射, Akahori et al. (2020)). + は スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 強度のピーク, ◇ は差し引いた点源の位置を示す.

測データのみでの制限だった為、図 3.10 右に示すように スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 の強度と温度が縮退してしまっており、強い制限は課されていないのが現状である。

500 個以上の銀河団の スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 をスタッキングをすることによって、スプラッシュバック半径と降着流衝撃波の兆候が見え始めてきた (Anbajagane et al., 2022). 銀河団ガスと活動銀河核からのジェットの相互作用も スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 を使って観測され、相対論的補正が重要となっている (Vantyghem et al., 2014; Abdulla et al., 2019, 図 3.11).

運動論的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 に関しては、空間分解能は低いものの、銀河団ガスのバルク運動測定も報告されている (Sayers et al., 2013; Adam et al., 2017; Sayers et al., 2019, 図 3.12).

WHIM に関しては、Luminous Red Galaxy (LRG) のペアをつくり、Planck のデータをスタッキングすることによってその存在が確かめられつつある (図 3.13 de Graaff et al., 2019; Tanimura et al., 2019, 2020a).

LST は広い視野で複数の周波数帯に渡って高角度分解で スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 を撮像することができる. LST の登場によって、現在ある スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測装置の問題をすべて改善できる. LST による 217 GHz を挟んだ低周波数帯と高周波数帯の複数の周波数で SZ 効果のスペクトラムが取れれば、電波観測単独で温度と密度の縮退が解け、SZ 効果観測単独で密度と温度分布が復元できる. また、SZ 効果のイメージ画像から高角度分解能の温度分布が得られれば、100 平方秒のオーダーの詳細な温度分布が得られる. これは X 線のスペクトラム解析の温度分布の典型的な解像度数平方分の 100 倍以上の解像度を持つことになり、銀河団ガス研究のブレイクスルーをもたらす. また広い視野で撮像データが得られれば、現在数分程度の視野でしか観測できていない現状

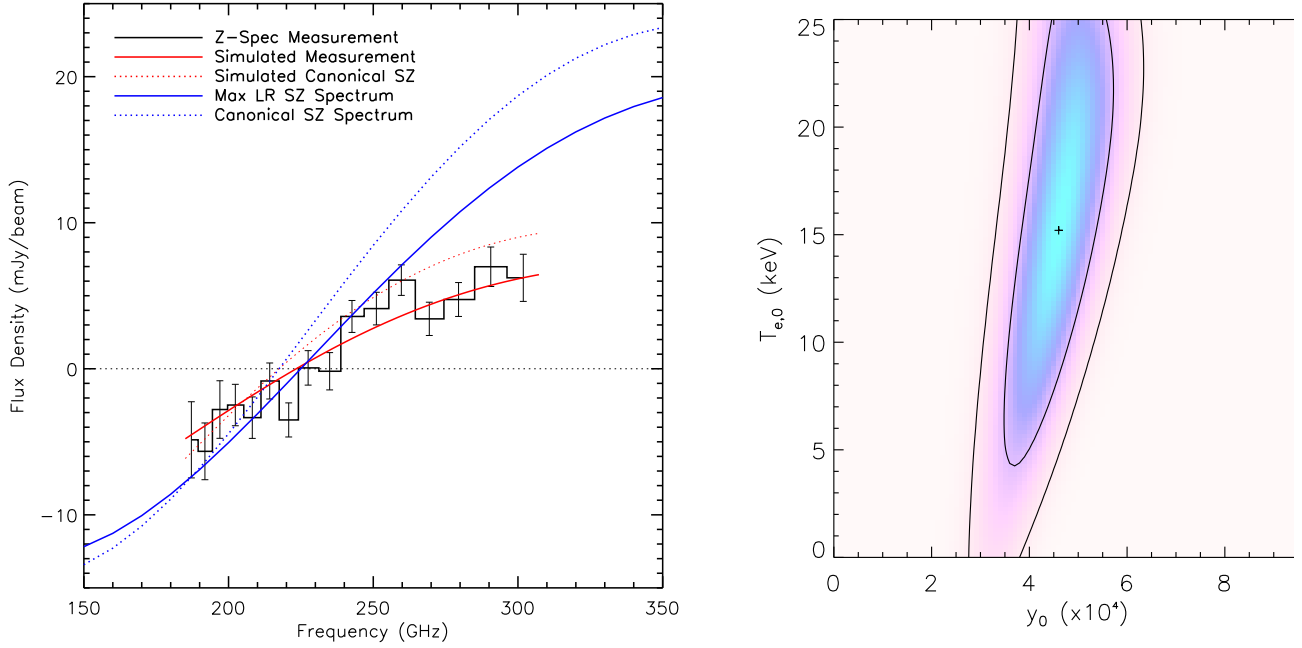


図 3.10: LST 同様に広帯域観測を実現した Z-Spec による RX J1347.5-1145 の観測結果 (Zemcov et al., 2012). 左: 観測スペクトル (黒十字). 赤, 青, 実線, シミュレートした観測結果, 補正なしの観測結果シミュレーション. 右: Z-Spec による観測のみで制限した超高温成分. 低周波側の情報がないこと, X 線の情報を利用していないことから, 強度 (y_0) と電子温度 (T_e) が縮退して緩い制限にとどまっている. 本文で議論するように, LST ではより広い周波数範囲をカバーできる事, eROSITA による全天 X 線サーベイの結果を利用できることから, より良い制限を同様の天体に対し加えることができる. ©AAS. Reproduced with permission.

を大きく打破することができる.

したがって, LST は将来の銀河団ガス研究のメインドライバーになるだけでなく, 第 3.1.1 節で記述した銀河団ガス問題を一気に解決できると期待できる. しかしながら, 高周波数帯では遠赤外線背景放射が無視できない背景ノイズ源となり (Erler et al., 2018), 遠赤外線背景放射の精密なモデリングが必要不可欠である (図 3.14).

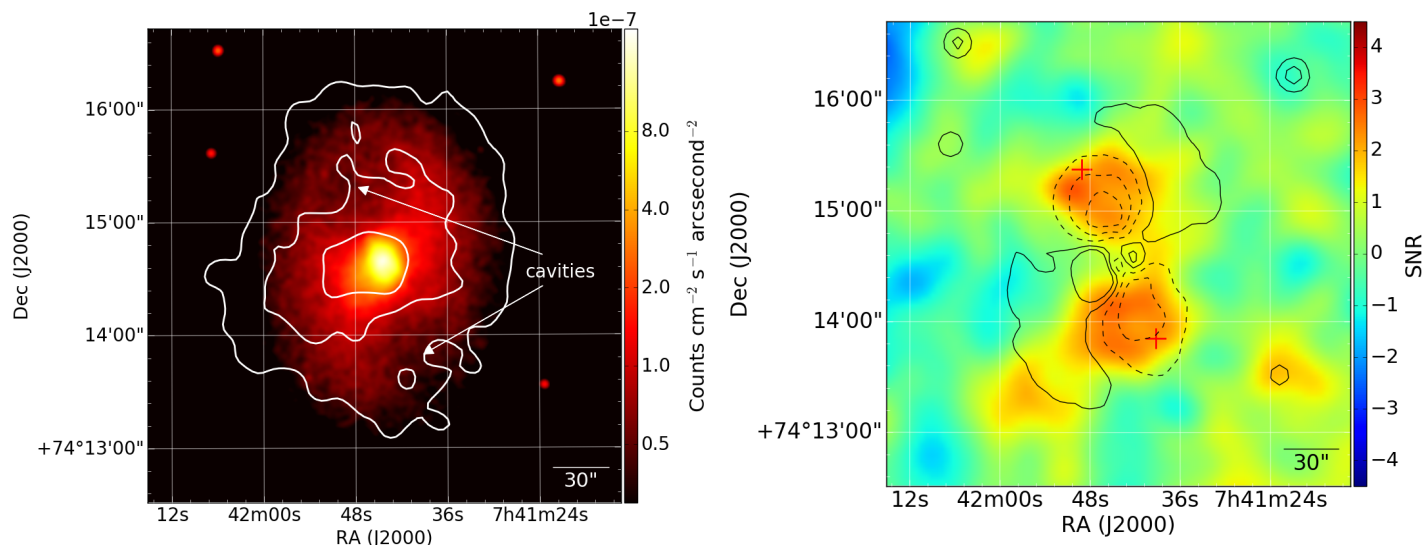


図 3.11: *Chandra* 衛星による X 線イメージ (左) (Abdulla et al., 2019). スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 (右) で観た MS 0735.6+7421 銀河団中心部. スニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測は, Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy (CARMA) の 30 GHz 帯域で行われた. 銀河団プラズマからの寄与を取り除くために, double beta model で fitting を行い, その残差を示している. X 線で観えるキャビティ(空洞)がスニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測でも見えていることがみてとれる. ©AAS. Reproduced with permission.

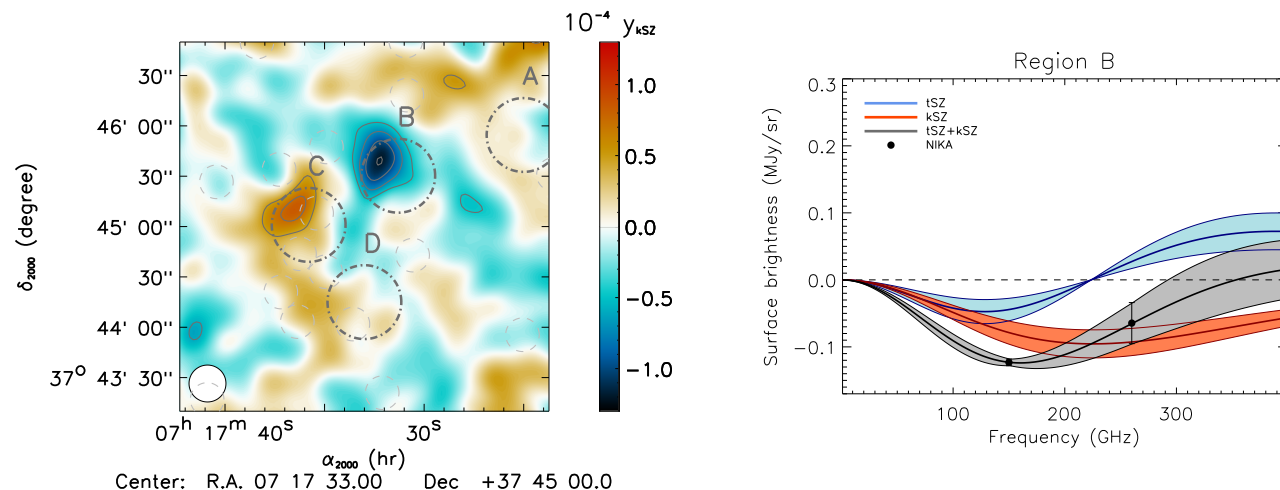


図 3.12: NIKA 望遠鏡による MACS J0717.5+3745 の運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測結果 Adam et al. (2017). 左) 観測された運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果の強度マップ. 領域 B で有意な視線方向のプラズマの運動を検出した (-5.1σ). 運動速度は, 仮定する物理モデルに依存するが約 $2,000 \text{ km s}^{-1}$ 程度と見積もられている. 右) B 領域でのスペクトル (黒点). 赤色が運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果による寄与と考えられる成分. NIKA は, 2 周波数バンドしか持たないが, 熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 (水色) では説明できないことがわかる. Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

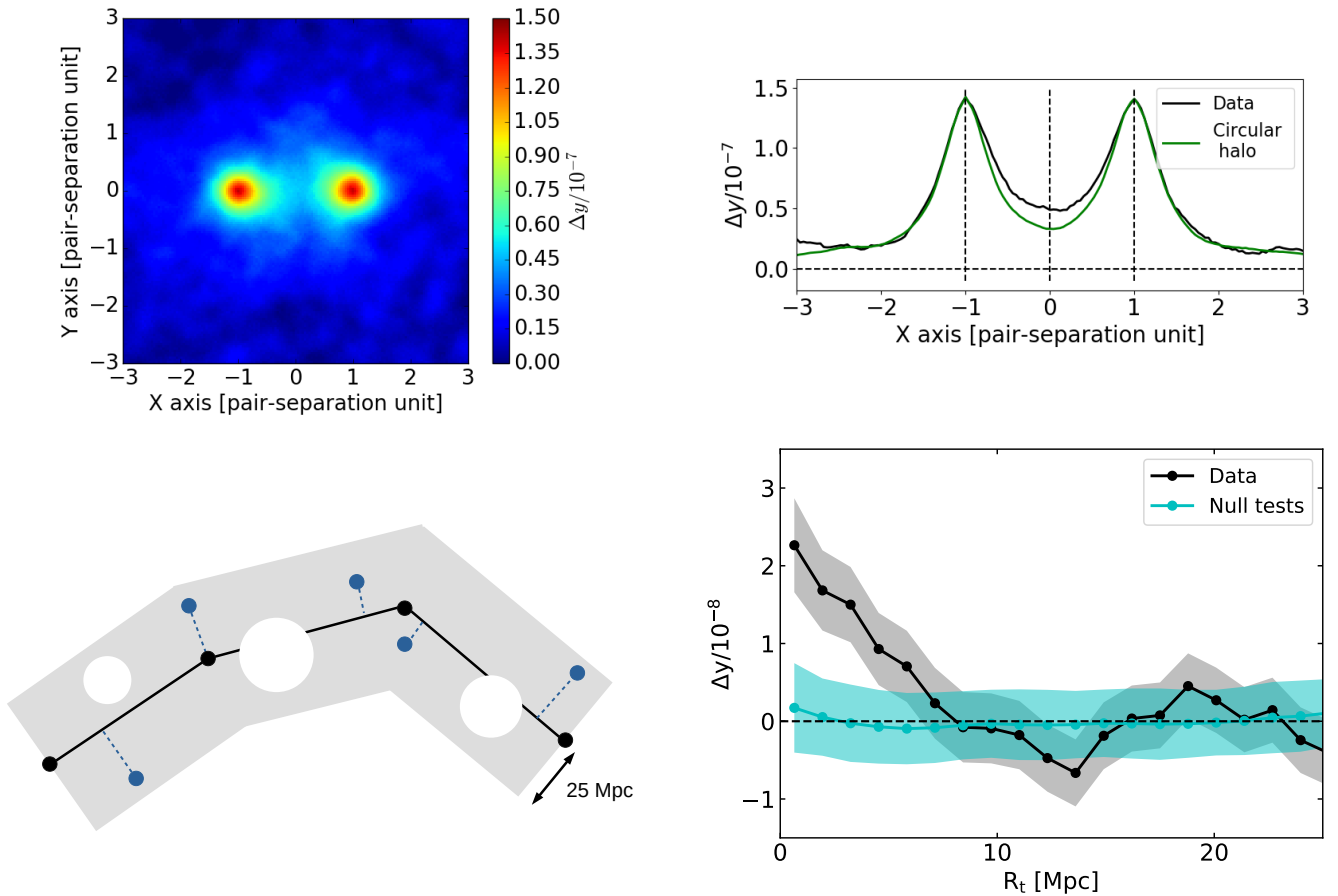


図 3.13: 左上) 262,864 個の明るい赤い銀河を用いて同定した銀河団ペアの (Luminous Red Galaxy pair) の Planck y -パラメータを足し合わせたもの。右上) 半径分布+向かい合わない方向のデータを用いて評価したハロー分布 (緑)。両銀河を接続する領域に明確に超過信号が見て取れ、ミッシングバリオン (WHIM) の存在を示唆する [Tanimura et al. \(2019\)](#)。左下) 可視光情報から同定した銀河団同士を繋ぐフィラメントの半径分布を導出する過程の模式図。銀河団同士を繋ぐ線から $r = 25$ Mpc 以内で半径分布を抽出する。右下) 24,544 個のフィラメントを足し合わせた Planck 衛星による スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 y -パラメータ分布。黒がフィラメントで、シアンが null-test (座標合わせを行わずにランダムに足し合わせ) の結果。この結果から、WHIM の over-density, 温度を $\sigma = 19.0^{+27.3}_{-12.1}$, $kT = 1.4 \pm 0.4 \times 10^6$ K と見積もっている [Tanimura et al. \(2020a\)](#)。Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

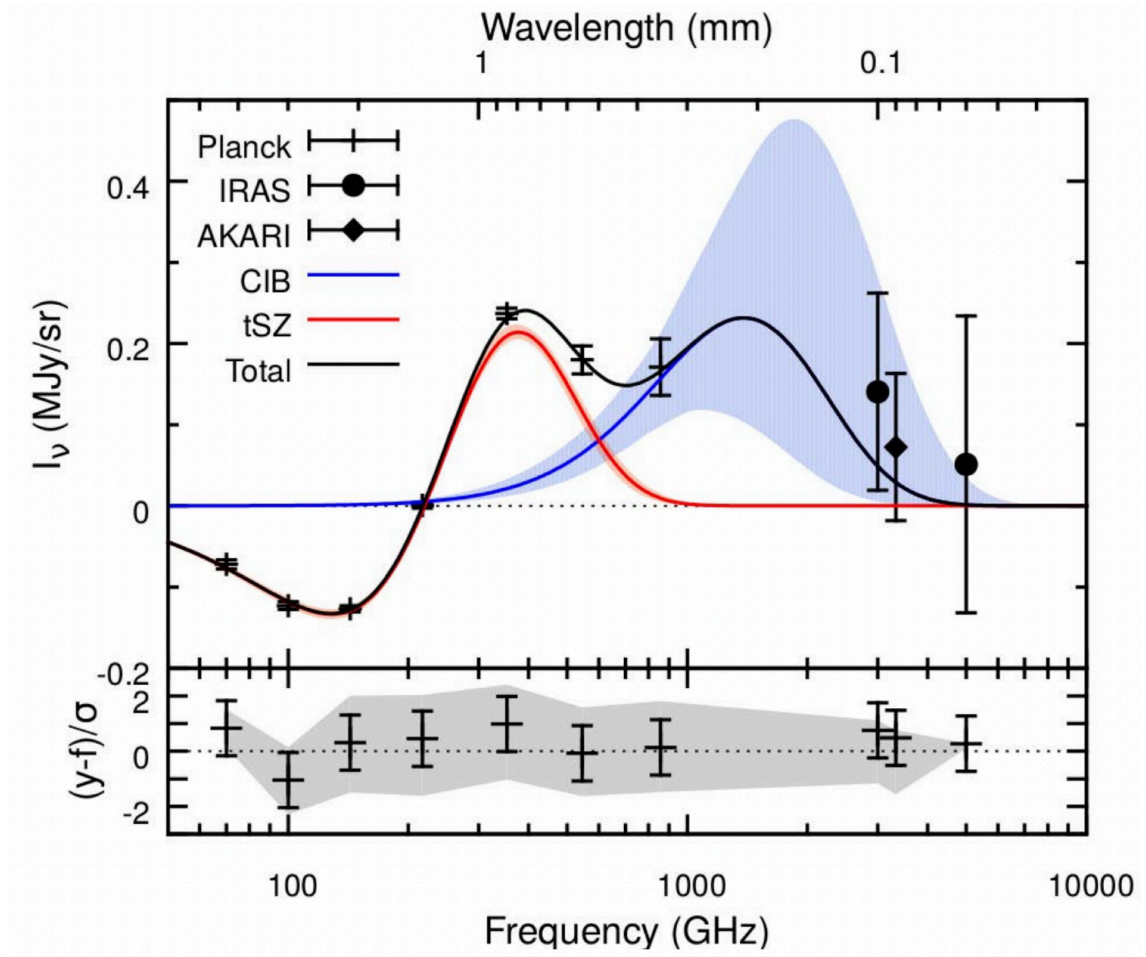


図 3.14: 黒点は 2nd Planck スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 カタログから 772 個の銀河団をスタッキングしたスペクトル表す. 高周波側 (>600 GHz) のデータ点は, IRAS, AKARI によるもの. 主に赤外線背景放射の寄与を示している. 左のスペクトルを銀河団からの熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 と赤外線ダストモデルでフィットしたもの. 赤外線ダストの寄与を無視すると, 観測されたスペクトルが再現できない. つまり, 正しい熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 の寄与を求めようとする, 赤外線ダストの影響を無視できないことを示している (Erler et al., 2018).

3.2 LST によるスニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測で切り開く銀河団サイエンス

本章では LST で明らかにする銀河団の未解決問題をまとめる。

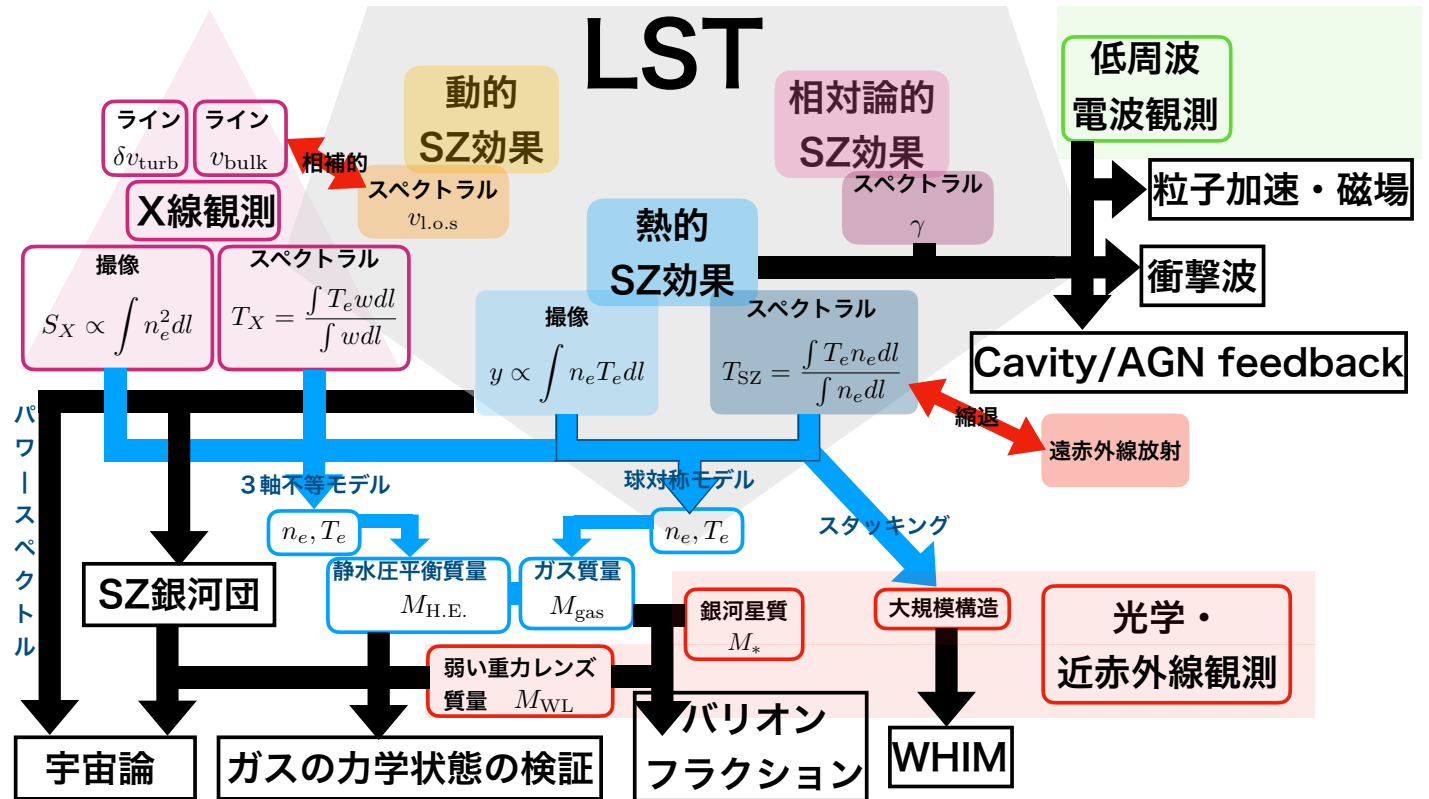


図 3.15: LST が切り開くサイエンスと多波長研究の展望. 透過背景のグレイ, 赤, マゼンタ, 緑色のそれぞれが LST, 光学・近赤外線観測, X 線観測, 低周波電波観測を表す. 丸四角で囲まれた物理量が直接観測量または引き出される観測量を表す. 矢印は物理量を引き出すための組み合わせ方を表す. 黒四角で囲まれた文字がサイエンスゴールを表し, それと結びつく黒矢印が組み合わせ方を表す.

3.2.1 高角度分解能を用いた銀河団ガスの研究

217GHz を中心とした低周波側と高周波側を同時に観測することで, 熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 の y パラメータの温度と密度の縮退を解き, 銀河団ガスの複雑な温度構造の詳細を測定する. 必要とする角度分解能は最低でも 10 秒程度は要求する. これにより, X 線単独で測定した角度分解能の 100 倍以上で温度構造を分解することができる (第 3.1.3 節). LST 単独で得られた高角度分解能の温度, 密度, 圧力, エントロピー分布によって銀河団の諸問題の解決や, 新現象の発見などが期待できる.

例えば, 銀河団中心部にある活動銀河核のジェットによる加熱と放射冷却とのバランスであるクーリング・フロー問題 (Fabian (2012), 第 3.3.3 節参照) のエネルギー注入効率, 空間分布などは未だ解明されていない. 活動銀河核により形成されるジェットは, そのエネルギーを周辺の銀河団プラズマに注入しつつ, キャビティ (空洞) と呼ばれる相対論的電子で満たされた領域を形成する. スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 でその様な構造を見ると, 銀河

団プラズマによる スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 の中に X 線で観えるのと同様にキャビティの様な構造が観える
と期待される (図 3.11). 詳細観測によって銀河団中心部のエネルギー論を議論することが可能である.

銀河団衝突による衝撃波生成や圧縮膨張は, 銀河団ガスに複雑な構造をつくる. 特に衝撃面前後の温度構造の詳細分解は X 線観測単独では困難を極め, LST の登場を待つしかない. また, 超高温にガスが加熱されるケースもあり, 硬 X 線でしか観測できなかった温度とその分布を測定できる (第 3.2.3 節).

$z \gtrsim 1$ の遠方銀河団の観測には, 赤方偏移に依存しない高角度分解能 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 が最も重要なツールである. X 線観測では光度の赤方偏移依存性から現実的な時間内での観測は難しい. LST の観測によって数多くの遠方銀河団データを効率良く得ることができる. $z \gtrsim 1$ では銀河団銀河の特徴が青い銀河をより多く含む変移期にあり, LST 観測を加えることでバリオンの進化を統一的に調べる機会と言える.

150GHz で 1200 時間 100 平方度観測した場合の 1σ 雑音レベルが $10\mu\text{K-arcmin}$ のとき (第 3.5 節, 図 3.23), Advanced ACT-Pol(DR5; $< 30\mu\text{K-arcmin}$; Naess et al., 2020) と同程度であり, $M_{500c} \gtrsim 1 \sim 2 \times 10^{14} M_{\odot}$ の低質量銀河団までを スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 で探知することができると期待される. さらに $1\mu\text{K-arcmin}$ まで雑音レベルが下がった場合, $M_{500c} \gtrsim \text{a few} \times 10^{13} M_{\odot}$ 程度の銀河群までをも観測できる. 低質量ハローが作る比較的浅い重力ポテンシャルに束縛されているガスは活動銀河核のフィードバックによって容易に吹き飛ばされると期待され, バリオンフラクションなどに大きく影響を与える. 低質量側のガス観測はバリオンフラクションやフィードバックの物理現象の理解を大きく深めることができる.

このように, LST による高角度分解能, 高帯域 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測は当該分野の未解決問題へのブレイクスルーをもたらす. また, 他波長との親和性も高く, 将来の望遠鏡計画とのシナジーが期待される (第 3.2.5 節).

3.2.2 運動学的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果を用いた銀河団プラズマ運動学

これまでに述べた様に, 銀河団は衝突, 降着を通じてより大きな構造へと成長する. その際に発生するプラズマの動的攪乱は, 銀河団全体のエネルギー論に大きな寄与を持ち, 銀河団を用いた宇宙論 (第 3.1 節) へ影響を与えると考えられている. プラズマの運動学は, 精密 X 線輝線観測 (第 3.1.1 および 3.3.3 節) もしくは運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 を用いることで調べることが出来る. しかしながら, これまでに運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 が観測された例は少なく, 図 3.12 に示した様な比較的速度の大きなもの ($v \sim 2,000 \text{ km s}^{-1}$) に限られている. これは運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 の観測は, 熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 に比べ, 微弱な信号を捉えることが出来る感度, 幅広い周波数帯域が要求されるためである.

LST は, その周波数帯域, 豊富なバンド数, 優れた角度分解能から, 運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 に関して優れた性能を発揮すると期待される. 特に, 先行研究 (Adam et al., 2017) である NIKA ではカバー

できなかった高周波側の情報を用いること、X線輝度分布での密度への制限、可視光での運動しているハローの同定を行うことで、より精度の良いバルク速度の評価が可能になるであろう。さらに近傍の銀河団に限られるが、運動学的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果のパワースペクトルから、銀河団の乱流情報も導き出せる。例えば、近傍の衝突銀河団である髪の毛座銀河団をLSTでサーベイすると、約7 kpcの角度分解能でプラズマの動的情報マップを構築することが可能である。X線観測で同様の情報を得ようとする膨大な時間が必要とされるが、LSTによるサーベイであれば短時間でより広範囲の情報を得ることが可能となる。

3.2.3 相対論的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果を用いた銀河団の温度推定

衝突銀河団は衝撃波で加熱された熱的プラズマ、あるいは加速された非熱的粒子、そして複雑な圧力構造が存在するため、SZ効果によってその物理を探ることができると期待される観測対象である。衝突銀河団の数値流体シミュレーションデータ (e.g. Akahori & Yoshikawa, 2008, 2010, 2012) を用いたいくつかの先駆的な科学検討が行われている。例えば、熱的SZ効果および相対論的SZ効果から、電子の分布関数としてMaxwell-Boltzman分布関数とJuttner分布関数等の分布関数の違いは、SZの強度を0.1%の精度で測定し、600 GHz以上の高周波のデータを用いるといった(厳しい)条件を満たすことができれば区別できる(Prokhorov et al., 2011b)。また、視線上の温度が一樣でない場合に、一樣な場合とSZ効果の現れ方が違うことを使って、3次元の温度構造を引き出せる(Prokhorov et al., 2011c)。相対論的SZ効果による補正が特に600GHzを超えるような高周波のSZ強度マップの形態に大きな影響を与える(Prokhorov et al., 2011a)。高周波での高い分解能のSZ観測があれば、弾丸銀河団として有名な衝突銀河団1E 0657-56で予想される衝突衝撃波にある超高温ガス成分を区別するのに有効である(Prokhorov et al., 2012)。

LSTによるスニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測においては、より広い周波数帯域、他波長観測との組み合わせを駆使することでこれまでにない精度で、銀河団中に存在する超高温成分の評価を行えるようになる。このような超高温銀河団ガスは、宇宙論の検証にも用いることができる為、銀河団中の衝撃波の物理、銀河団の進化過程におけるエネルギー論のみならず、宇宙論への応用も期待される。

3.2.4 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果の偏光観測で迫る宇宙物理

CMB光子の偏光は、(i) $z \simeq 1100$ における宇宙の晴れ上がりまでに生じる偏光、(ii) 晴れ上がり後の重力レンズ効果による偏光、(iii) 晴れ上がり後の電子散乱による偏光、に大別され、いずれも信号は微弱だが、初期宇宙や大規模構造に関する有益な情報源となり得る。(i)(ii)は主に大角度スケールで重要となる(3.4節参照)ので、本節ではLSTの高角度分解能を念頭に(iii)に着目する。

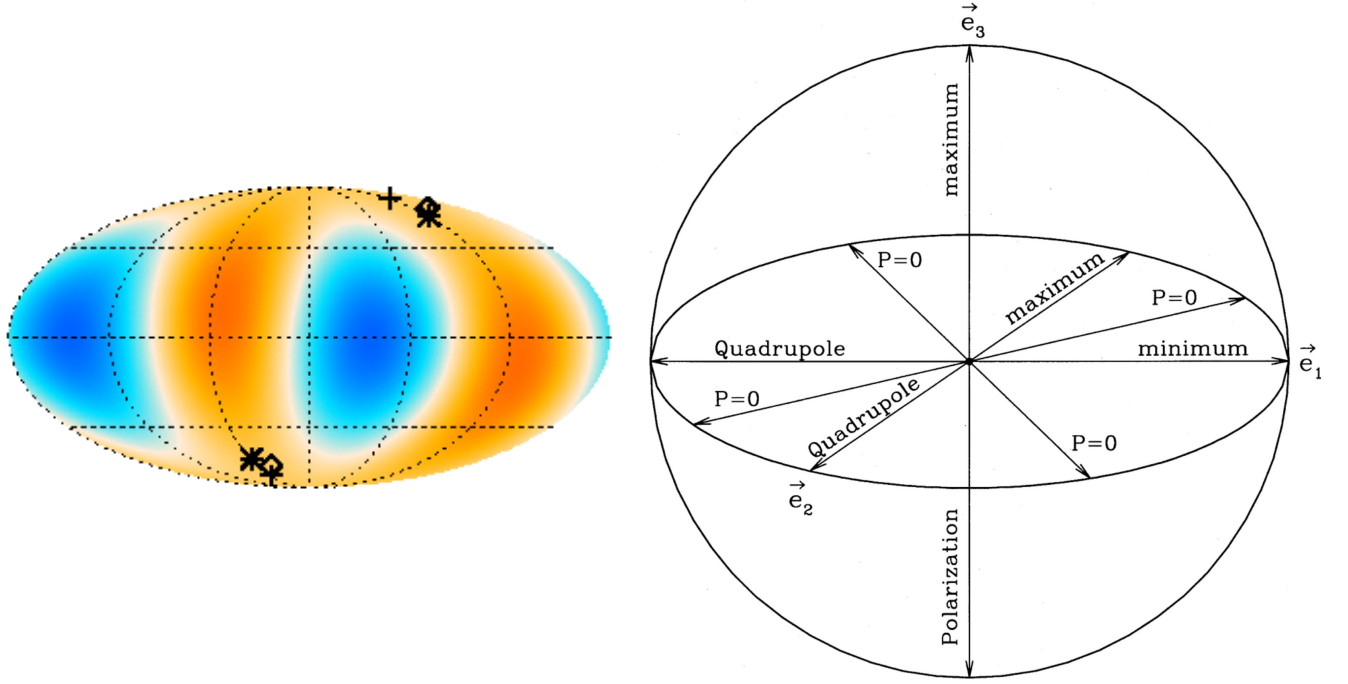


図 3.16: 左: CMB 温度異方性の四重極の全天マップ (Planck Collaboration et al. (2014c) の図 17 より転載). 記号は, 四重極および八重極の軸の向きを示す. 右: CMB 四重極による偏光の方向依存性. \vec{e}_1 は四重極が最小, \vec{e}_2 は四重極が最大となる方向を示す. 偏光度は, これらに垂直な \vec{e}_3 の方向で最大となる. (Sazonov & Sunyaev (1999) の図 1 より転載). Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

宇宙の晴れ上がり後の電子散乱により生じる偏光には, CMB 光子あるいは電子のどのような非等方性に起因するかに応じて, さまざまな種類が存在する. まず, 電子分布などの不定性への依存性が最も小さいのは, CMB の大局的非等方性である四重極と等方的な電子の散乱による偏光であり, 全天で平均をとった rms 値として

$$P_{\text{rms}} = \frac{\sqrt{6}}{10} f(x) \frac{Q_{\text{rms}}}{T_{\text{CMB}}} \tau_e = 1.2 \times 10^{-8} f(x) \left(\frac{Q_{\text{rms}}/T_{\text{CMB}}}{5 \times 10^{-6}} \right) \left(\frac{\tau_e}{10^{-2}} \right) \propto \left(\frac{Q_{\text{rms}}}{T_{\text{CMB}}} \right) \tau_e \quad (3.8)$$

$$f(x) \equiv \frac{x e^x}{e^x - 1} \rightarrow \begin{cases} 1 & (x \ll 1; \text{Rayleigh-Jeans limit}) \\ x & (x \gg 1; \text{Wien limit}) \end{cases} \quad (3.9)$$

の偏光度が生じる (Sazonov & Sunyaev, 1999). ここで, $Q_{\text{rms}} \simeq 13 \mu\text{K}$ は CMB 四重極モーメントの rms 値であり, $f(x)$ が周波数依存性を示している (式 [3.3] の周波数依存性と同一である). この偏光は, 図 3.16 のような方向依存性をもっており, CMB 四重極の最大・最小が存在する面に対して垂直な方向 (\vec{e}_3) で, 最大値 $P_{\text{max}} \simeq 1.6 P_{\text{rms}}$ をとる. 個々の銀河団による信号は小さいが, 多数の銀河団を観測し, 方向依存性と合わせることで, 平均的な信号が取り出しやすくなると期待される. また, 高周波数になるほど, 信号が強くなる点も特徴的である.

上述の偏光は, 銀河団の静止系で観測される CMB 四重極により引き起こされるので, 我々とは異なる位置および赤方偏移における最終散乱面についての情報源となる. この性質をもちいると, 原理的には Cosmic Variance を減少させたり (Kamionkowski & Loeb, 1997), 大スケールにおける原始ゆらぎの情報を得たり (e.g., Seto & Sasaki,

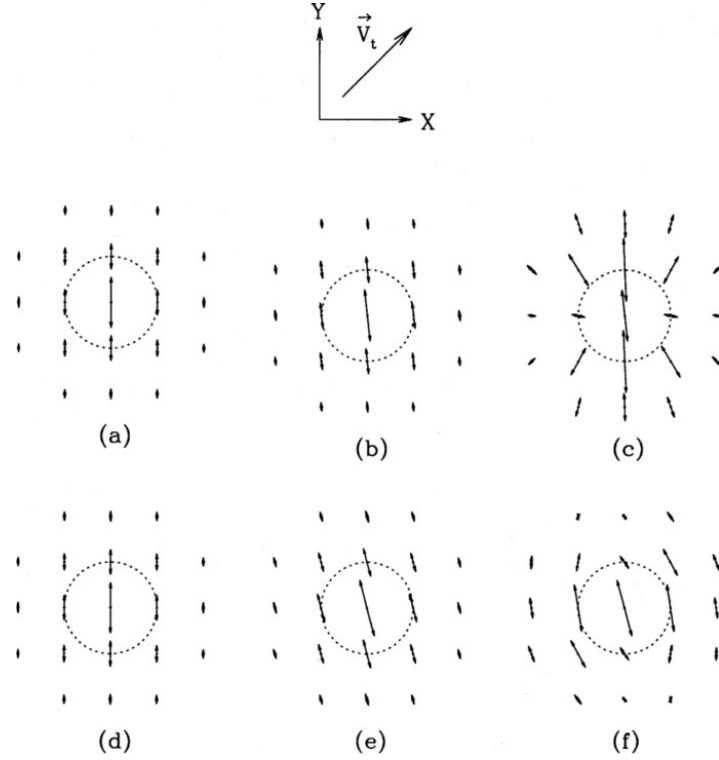


図 3.17: さまざまな要因による偏光の様子. 上段は固有運動の向きを示し, $V_{\perp} = 600 \text{ km s}^{-1}$, $\tau_e = 10^{-2}$, $kT_e = 5 \text{ keV}$ が採用されている. 中段は $x \ll 1$ において, (a) CMB 四重極のみ, (b) $v_{\perp}^2 \tau_e$ の項を追加, (c) $T_e \tau_e^2$ の項を追加. 下段は $x = 5$ において (a)–(c) と同様. (Sazonov & Sunyaev (1999) の図 5 より転載)

2000; Ichiki et al., 2022) することができると期待される.

一方で, 電子の非等方性に起因する偏光としては, 銀河団が天球面にそって速さ v_{\perp} で固有運動する場合に,

$$P = \frac{1}{10} f_v(x) \left(\frac{v_{\perp}}{c} \right)^2 \tau_e = 1.1 \times 10^{-8} f_v(x) \left(\frac{v_{\perp}}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{\tau_e}{10^{-2}} \right) \propto \left(\frac{v_{\perp}}{c} \right)^2 \tau_e \quad (3.10)$$

$$f_v(x) \equiv \frac{e^x (e^x + 1)}{2(e^x - 1)^2} x^2 \rightarrow \begin{cases} 1 & (x \ll 1; \text{Rayleigh-Jeans limit}) \\ x^2 & (x \gg 1; \text{Wien limit}) \end{cases} \quad (3.11)$$

の偏光度が生じる (Audit & Simmons, 1999; Sazonov & Sunyaev, 1999). 式 (3.11) は, 式 (3.9) に比べて, 高周波数側における増加率が多い. この項が測定されると, 視線速度に起因する運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果と組み合わせることで, 銀河団の 3 次元速度の情報を得ることができると期待される.

さらに, 熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果あるいは運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 によって一度散乱された光子が再度散乱された場合の偏光度は, $\left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2} \right) \tau_e^2$, $\left(\frac{v_e}{c} \right) \tau_e^2$ にそれぞれ比例する (Sazonov & Sunyaev, 1999). 周波数依存性は, 熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果および運動学的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果の $\Delta I_{\nu}/I_{\nu}$ の周波数依存性 [(3.6) 式および (3.3) 式] とそれぞれ等しいが, 係数は電子の密度分布に依存する. また, τ_e に比例する項とは異なり, 複数の観測領域・天体のスタッキングによって信号を取り出しにくいことにも注意を要する.

実際には、図 3.17 のように、各項が重ね合わさった結果が観測されるので、これらをどのように分離するかも大きな課題となる。例えば、(i) 電子密度依存性 (τ_e^2 に比例する項の大きさは、銀河団中心からの距離とともに急激に減少する)、(ii) 対称性 ($\left(\frac{k_B T_e}{m_e c^2}\right) \tau_e^2$ の項による偏光の向きは、銀河団の動径方向ないし接線方向に揃いやすい。図 3.17 c,f) (iii) 大域的な方向依存性 (CMB 四重極による項には特徴的な方向が存在する)、(iii) 周波数依存性 (ただし、CMB 四重極による項と $(\frac{v_e}{c}) \tau_e^2$ の項は同じ依存性をもつ)、などを利用するのが有効であると期待される。

3.2.5 多波長観測とのシナジー

可視光・近赤外線観測:

銀河の形状を精密に観測し統計的に処理することによって、弱い重力レンズ効果を引き出し銀河団ガスの質量を力学状態の仮定なしで測定することができる。大型銀河撮像サーベイ (第 3.3.3 節) は、今後も計画され、赤方偏移 $z \lesssim 2$ までの宇宙の質量分布の解明が期待される。また、撮像データから得られた測光的赤方偏移は、スニヤエフ・ゼルドビッチ効果で発見された銀河団の赤方偏移を提供するだけでなく、銀河の分布や銀河質量も測定でき、スニヤエフ・ゼルドビッチ効果と組み合わせることで銀河団ガスのバリオンフラクションや WHIM の測定、銀河団を使った宇宙論 (図 3.15) が可能となる。これらの検証は、数 100 kpc~Mpc スケール以上の暗黒物質とバリオンの相互作用や宇宙の構造形成の解明につながると期待される。

低周波電波:

Square Kilometre Array (SKA) やその先行機が網羅するメートル波・センチ波 (ここでは 50MHz から 20GHz 程度) の低周波電波観測は、LST の SZ 効果の研究と銀河団サイエンスで高いシナジーを生み出すと考えられる。SKA は 2020 年代末に第一期の建設が完了し、LST が登場する 2035 年頃までには、当初の大規模サーベイの大半が達成されている頃に当たる。そのサーベイは、LST と同じ南天域を掃天するというだけでなく、角度分解能で LST と近いものになる。具体的には、LST では 100 GHz で 15 秒角、300 GHz で 5 秒角の分解能を要求する。対応する SKA は LOW の最大基線 (65 km) の 150 MHz で 15 秒角、LOW の最大基線 (65 km) の 300 MHz で 5 秒角と一致する。MID (最大基線 150 km) はこれよりも一桁以上上回る角度分解能をもたらすが、最高感度が出るコア (6km 基線) では、700 MHz で 15 秒角になる。このように LST の掃天イメージと直接比較できる SKA の観測では、銀河団ガスの非熱的な側面を浮かび上がらせる。また中性水素ガス HI をかつてない感度で観測可能になる。特に SZ とのシナジーを考えたときには「衝撃波の物理」と「クーリング・コア問題」が興味深い研究対象となるだろう。

- **衝撃波の物理:** SZ 効果が衝撃波で加熱された高温ガスや温度の擾乱を浮かび上がらせる一方で、SKA はシンクロトロン放射を観測し衝撃波に起因する非熱的粒子、磁場、そして乱流を浮かび上がらせる。第 3.1.1 節で述べたように、LST による詳細な衝撃波観測とシンクロトロン放射の観測の比較は、衝撃波統計加速 (DSA) に対する制限を与え、粒子加速のプロセスに知見を与える。SKA の圧倒的な性能があれば、広がった電波源の多

くを十分な感度でかつ空間分解して観測できる. LST と SKA のデータを組み合わせて衝撃波の研究は, 大きく進展することだろう.

- **クーリング・コア問題:** SZ 効果が銀河団中心部で X 線放射冷却を受けて冷えたガスを浮かび上がらせる一方で, SKA は銀河団中の AGN ジェットのフィードバックの様子を浮かび上がらせる (図 3.9). SKA はさらに, 第一期 (SKA1) では赤方偏移 1 程度までの HI の観測も可能となる. 銀河団中心部にクーリング・コアと関係する銀河スケールを超えるような原子ガスの存在を探索し, X 線の構造とジェットの構造と比べれば, 銀河団中心部の物理状態の理解は大きく進展する.

さらに, SKA はその優れた感度と分解能そして広帯域観測特性によって, 偏波の観測にも力を入れる. Faraday Tomography という視線磁場断層解析 (たとえば Akahori et al. (2018) のレビューを参照) が実用化されるが, 得られる奥行き情報は SZ 効果観測で引き出される視線上の温度構造特性 (Prokhorov et al., 2011c) とも比較ができるだろう. 最後に, 低周波電波観測では, Fast Radio Burst (FRB) の観測に大きな期待が寄せられる. SKA の広視野高感度観測では, 莫大な数の FRB が検出される見込みである. これを用いると, FRB を使った WHIM の密度および磁場の計測 (Akahori et al., 2016) が期待される. Fujita et al. (2017) は, SZ と FRB を組み合わせることで, 銀河団外縁の WHIM の密度推定の可能性を検討している.

X 線: 数千万度を超える銀河団ガスが直接放射するのは X 線である. X 線による銀河団の観測には大きく分けて撮像・分光の二つの手段があり, いずれの手段も SZ 観測と相補的である. *Chandra*, *XMM-Newton*, *eROSITA* (*SRG*) などの CCD を用いた軟 X 線 ($\lesssim 10$ keV) 撮像衛星は 20 秒角以下程度の角度分解能と数百 eV 程度の分光性能により銀河団ガス放射の形状, および温度や密度等のガスの熱力学特性を探ることができる. 輝線ピーク位置を精密に測定することによりバルク運動の空間分布を導出する試みもあるが, 光子数統計を稼ぐため, およびエネルギー絶対値の較正のために多大な観測時間が必要であり, 最も明るい銀河団の中心部でしか検出はされていない (e.g., Tamura et al., 2014; Ota & Yoshida, 2016; Sanders et al., 2020). バルク運動を測定するより効率的な方法は, エネルギー分解能を上げることである. *Chandra* や *XMM-Newton* には回折格子を用いた分光器が搭載されているが, 銀河団のような空間的に広がった天体では分光情報と空間情報が縮退してしまうため, バルク運動の空間分布は求められてはいない. 一方で, 一部の明るい銀河団の中心部の観測により, AGN フィードバックと関係する銀河団コアの温度や乱流などは調べられている (e.g., Sanders et al., 2010; Pinto et al., 2015).

銀河団ガスの運動の空間分布を求めるためには, *Hitomi*, *XRISM*, *Athena* などの, X 線カロリメータが必要である. カロリメータによって精密 X 線分光を空間的に分解した形で行うことができようになり, X 線スペクトラムの輝線のドップラーシフトや幅・強度比を用いて, 銀河団ガスのバルク運動や乱流を観測することができる (Hitomi Collaboration et al., 2016, 2018a,b). X 線観測によるバルク運動は運動論的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 の観測と相補的であり, 銀河団ガスの動的描像を統一的に得ることができる. また, スペクトラムに存在する各種重元素

輝線の幅を比較することで、イオン温度の測定も原理的に可能であり、熱平衡状態にないと期待される衝撃波付近での電子温度とイオン温度の比較が可能となる (Hitomi Collaboration et al., 2018a).

スニヤエフ・ゼルドビッチ効果は、銀河団ガスの温度や密度を視線方向に積分して得られた量で観測される。我々は3次元の温度・密度分布を求める際に幾何学的な情報を仮定して解析を行っている。特に球対称分布モデルを仮定しているが、現実のハローは三軸不等なハロー形状 (e.g. Jing & Suto, 2002) を持つ。仮に視線方向にハローの長軸が揃っていた場合、積分する奥行きの方が長くなり、温度・密度の値は球対称を仮定して求めた値より低くなっても良い。ハロー形状は銀河団ガスの物理量の系統誤差を生んでしまい、次の世代の研究ではその理解がますます重要となる。X線の観測量の重み関数はスニヤエフ・ゼルドビッチ効果と異なるため (図 3.15)、スニヤエフ・ゼルドビッチ効果と相補的であり、両者を組み合わせることによって銀河団ガスハローの3軸不等モデルを構築できる (e.g. Sereno et al., 2013; Umetsu et al., 2022)。

銀河団のクーリング・コア問題では、銀河団中心でのガスの加熱と冷却のバランスが取れている必要があるが、それぞれの過程が独立に働いている場合、バランスを維持するのは難しい。有力な解決メカニズムとして、AGN フィードバックがある。銀河団ガスが冷えることにより冷たい分子や原子ガスとなり、AGN の燃料となることで、AGN による銀河団ガスへの加熱が増えるというプロセスによりバランスが保たれるというシナリオである。銀河団ガスのキャビティの空間分布 (e.g., Böhringer et al., 1993; McNamara et al., 2000; Blanton et al., 2003) やジェットによるガスの移動のトレース (Simionescu et al., 2007) がX線観測により可能である一方で、分子輝線を用いると冷たいガスをトレースすることでき (e.g., Salomé et al., 2006; Simionescu et al., 2018; Russell et al., 2019)、メカニズム制限のために相補的である。

また2030年台の稼働を目指す硬X線天文台 FORCE (Nakazawa et al., 2018) は、銀河団中の超高温成分の評価を行う上で、相対論的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果と相補的である。FORCE は、10-40 keV のエネルギー帯域で15秒角の角度分解能、これまでの衛星の中で最も低く安定した検出器バックグラウンドを実現する為、LST によるスニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測と相性が非常に良い。特に、硬X線とスニヤエフ・ゼルドビッチ効果で同様の超高温銀河団ガスが存在することを示すことができれば、相対論的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測の一般性が確立されたこととなる。

3.3 LST によるサーベイを通じたサイエンスケース

3.3.1 熱的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果による質量関数構築

熱的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果は、銀河群、銀河団といった宇宙の大構造の節目にあたる巨大なハローに付随する高温プラズマを検出するのに用いることができる。特にスニヤエフ・ゼルドビッチ効果の信号強度は赤

方偏移に依存しないため、他の波長とは異なる選択関数を持つ (図 3.6). 後述の CMB に関する節 3.4 で述べる様に、近年の検出器、望遠鏡技術の向上により、銀河団サーベイにおいて他波長に劣らない能力を発揮するに至っている。LST による スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測では、その優れた角度分解能と周波数帯域を活用することで、活動銀河核による信号の汚染、赤外線ダストの寄与の評価、といったこれまでの スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測で顕在化した課題を一挙に解決できる (第 3.2 節参照). 特にこれまでのサーベイでは、角度分解能の問題から検出が難しかった高赤方偏移銀河団や近傍の小規模銀河群においてその能力を発揮すると期待される (第 3.3.2 節参照).

ここで注意が必要なのは、スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測のみでは、銀河団の赤方偏移がもとめられない点である。可視光や X 線などの他の波長の観測の重要性がここにある。LST が目指す 2030 年代には、大型銀河撮像サーベイ、精密 X 線分光に特化した X 線天文台が稼働すると期待されている (第 3.3.3 節). LST による スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 観測の成果を最大化するために、それらの天文台と共に行う多波長観測が不可欠であろう。

3.3.2 高解像度熱的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果パワースペクトル

熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 は、大規模構造の骨格の「節」を成す銀河群や銀河団の内部の熱的性質を網羅的に調べるプローブとして近年注目を集めている。熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 に固有の周波数依存性を利用すると、多帯域電波観測から視線距離上にある電子の熱的圧力 P_e の積分量 (通称コンプトン y パラメタ) を測定できる。熱的圧力は、銀河群や銀河団を取り囲むダークマターハローの中でどのようにガスが冷却及び加熱されたかに大きく依存する。よって、コンプトン y パラメタの統計解析は、膨張宇宙の中でのガスの熱進化の歴史を理解する上で、本質的な役割を果たす。

様々な統計量が提案されているが、大規模構造の文脈で広く用いられている統計量としてコンプトン y パラメタの角度パワースペクトル (Power Spectrum; PS) が挙げられる。角度 PS は、ハローの質量関数に強く依存するため、宇宙論パラメタの精密測定に利用できると注目を集めてきた (e.g. Komatsu & Kitayama, 1999; Komatsu & Seljak, 2002). 一方で、角度 PS の振幅と形状は、銀河形成過程の影響も受けることが近年のシミュレーション研究で明らかになってきた (e.g. Shaw et al., 2010; Battaglia et al., 2010). 実際、最新の Planck 衛星データを用いたコンプトン y パラメタの角度 PS の解析では、宇宙論パラメタと銀河形成モデルとの間に強い縮退が見られ、宇宙論パラメタの決定精度が仮定する銀河形成モデルに依存してしまう (e.g. Planck Collaboration et al., 2014b; Bolliet et al., 2018; Tanimura et al., 2022b). よって、如何にして宇宙論パラメタと銀河形成モデルの縮退を解くかは、熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 を大規模構造のプローブとして見たときの未解決問題の一つである。

コンプトン y パラメタの角度 PS に影響する銀河形成モデルの中でも、ハロー内部に存在する活動銀河核 (Active Galactic Nucleus; AGN) からのジェットにより、Mpc スケールのガス分布がどのように変わるかはほとんど観測的

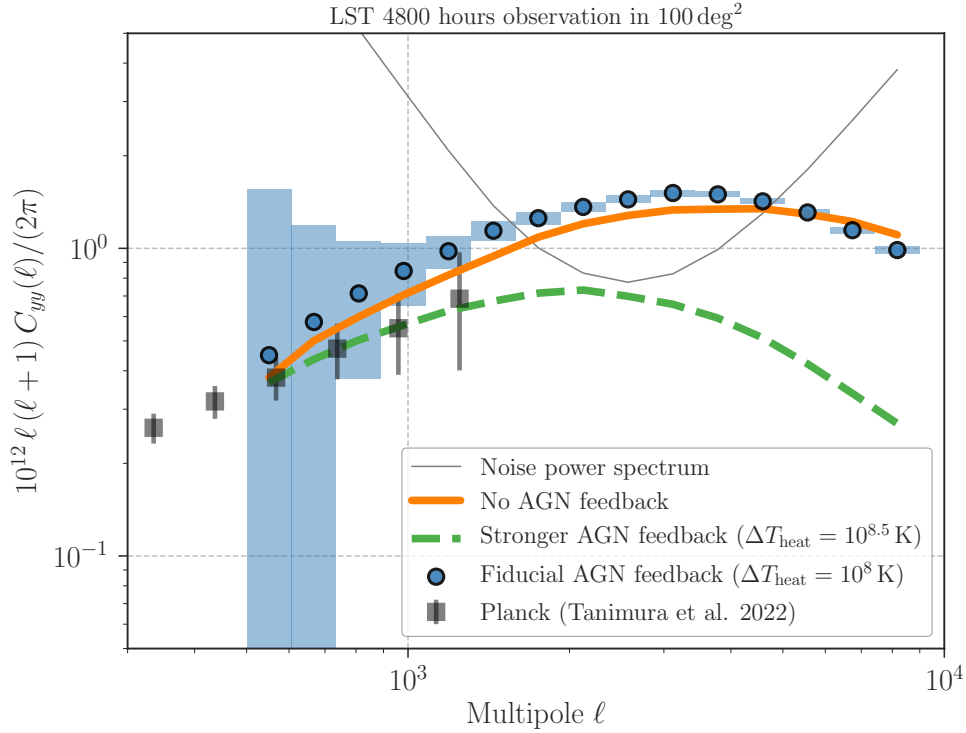


図 3.18: LST による連続光サーベイ観測によるコンプトン y パラメタの角度パワースペクトル測定の予想図. ここでは, 5 バンド (100, 150, 220, 280, 350 GHz) による観測を 100 平方度の観測領域で 4800 時間行ったと仮定した. 図中の灰色の細線は, 銀河系内電波放射や宇宙背景放射から生じる雑音パワースペクトルで, ミニマム・バリアンズ法に基づいて計算した (e.g. Hill & Pajer, 2013). 青色の点は, 現在の銀河観測結果を説明する AGN フィードバックモデルを想定した場合に予想される角度パワースペクトルで, 青い塗り潰し領域は 100 平方度を仮定した統計誤差である. オレンジ色の実線と緑色の波線は, それぞれ AGN フィードバックがないモデル, より爆発的な AGN フィードバックを加えたモデルとなっている (モデルの詳細は McCarthy et al. (2014) にある). 黒色の誤差棒付きの記号は, Planck 衛星による観測データを用いた最新の観測結果 (Tanimura et al., 2022b) を表す.

な手がかりがない. 主に宇宙論的な銀河形成シミュレーションによって研究されているが, AGN の根元から放出されるジェットは解像できておらず, 近似的に AGN フィードバックの効果を取り入れているに過ぎない (e.g. Springel et al., 2005a). 大規模構造におけるガスの熱史の理解をさらに進めるためには, 観測的に AGN フィードバックの痕跡を Mpc スケールで探す必要がある.

LST の高角度分解能を用いたコンプトン y パラメタの角度 PS の測定は, この現状を打破する可能性がある. 図 3.18 に, LST で 5 バンド (100, 150, 220, 280, 350 GHz) の連続光観測を 100 平方度の範囲で 4800 時間を行った場合に予想される角度 PS の決定精度をまとめている. 図中では, McCarthy et al. (2014) による銀河形成シミュレーション³で計算された理論モデルを用いている. LST における長時間サーベイ観測によって, AGN フィードバックが大規模構造に与える影響を精密に測定できることがわかる. なお, PS の振幅は宇宙論パラメタに激しく応答す

³McCarthy et al. (2014) によるシミュレーションでは, 銀河中心ブラックホールの周辺ガス温度が ΔT_{heat} を超えたら, ブラックホールに降り積もった質量の 1.5% 分のエネルギーを熱で周りのガスに注入している. 当然, この方法は一意に決まるものではなく, 複数の研究グループが様々な手法を提案している (e.g. Le Brun et al., 2014; Schaye et al., 2015; McCarthy et al., 2017; Pillepich et al., 2018b).

るが、 $\ell > 3000$ の形状については宇宙論にあまり依存せず、主にハロー内部の銀河形成モデルによって決まる (e.g. Efstathiou & Migliaccio, 2012; McCarthy et al., 2014; Horowitz & Seljak, 2017).

加えて、LST の熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 サーベイ観測領域を既存の銀河観測と重複させることで、LST 観測の価値をさらに高めることができる。例えば、銀河-銀河群-銀河団周辺のスタック解析により、積分量であるコンプトンパラメタを異なる天体ごとに分解することもできる (e.g. Greco et al., 2015; Vikram et al., 2017; Hill et al., 2018; Tanimura et al., 2020c). さらに、すばる望遠鏡 Hyper Suprime Cam (HSC) による銀河の重力レンズデータを併用することで、異なるハロー質量や時代における静水圧平衡の検証 (e.g. 銀河団スケールでは Miyatake et al., 2019, など), ハロー質量ごとの熱エネルギーの評価と宇宙全体のエネルギー収支の検証 (e.g. Chiang et al., 2020, 2021) も可能になる。LST の熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 サーベイ観測によって決まる AGN フィードバックモデルは、大規模構造の Mpc スケールのクラスタリングを計算する上でも重要な役割を果たすことが明らかになりつつある (e.g. Chisari et al., 2019). よって、LST の熱的 スニヤエフ・ゼルドビッチ効果 サーベイ観測は、暗黒エネルギーの時間進化やニュートリノ質量を制限しようとしている多くの将来銀河観測 (e.g. Euclid, LSST) にも大きな波及効果を与えることが予想される。

3.3.3 多波長観測とのシナジー

すばる望遠鏡ハイパーシュプリームカム (HSC; Miyazaki et al., 2018b) を用いた大型撮像サーベイ (HSC-SSP; Aihara et al., 2018a,c, 2019) に代表されるように、巨大望遠鏡・衛星による銀河撮像・測光サーベイ計画が推進中である。チリに建設中のヴェラ・C・ルービン天文台 (Vera C. Rubin Observatory; LSST Science Collaboration et al., 2009; Ivezić et al., 2019) は直径 8.4m の鏡に直径 3.5 度の超広視野を使って観測所から見える天域をわずかに 3 晩で観測することができ、2020 年台中間から運用される予定である。2023 打ち上げ予定の近赤外衛星ユークリッド (Euclid; Laureijs et al., 2011) は赤方偏移 $z \sim 2$ 程度までの銀河団や宇宙の大規模構造を観測する。ユークリッド衛星の主目的の一つである大規模構造による弱い重力レンズ効果を用いた宇宙論研究は、高精度の測光的赤方偏移が要求される。そのためには、近赤外のデータだけでは不十分で地上望遠鏡の光学測光データが必要不可欠となる。南天はルービン天文台のデータを、北天はすばる望遠鏡 HSC, カナダ-フランス-ハワイ望遠鏡 (CFHT), パンスタース (Pan-STARRS) を地上望遠鏡群を使ったユニオンズ (UNIONS) のデータを用いる。2020 年台中間～後半に打ち上げ予定のナンシー・グレース・ローマン (Nancy Grace Roman) 宇宙望遠鏡 (Spiegel et al., 2015) も同様に近赤外線で銀河団や宇宙の大規模構造の研究を行う。

これらの大型撮像サーベイは、銀河測光カタログと弱い重力レンズの情報を我々に提供するであろう。また、赤方偏移 $z \lesssim 2$ までの銀河団を発見でき、冷たいバリオンを通しての銀河団カタログを供するであろう。さらに SZ 銀河団の測光的赤方偏移を測定することができ、SZ 銀河団を使った宇宙論の一役を担う。弱い重力レンズは重力レンズ

マップからシェアセレクトド銀河団 (Miyazaki et al., 2002, 2018a; Oguri et al., 2021) や銀河団の重力レンズ質量を提供する。我々は、宇宙にある真の銀河団カタログから、光学・赤外線、スニヤエフ・ゼルドビッチ効果、X 線、重力レンズなどといった手法を用いて銀河団を作り宇宙論研究に応用している。銀河団の選定方法による宇宙論パラメータへの影響などを精査する点で、光学・赤外線撮像データは重要かつ相補的なデータを提供する。また、弱い重力レンズ質量はスニヤエフ・ゼルドビッチ効果から得られた静水圧平衡質量と比較することによって、静水圧平衡からのズレなど、河団ガスの力学状態を間接的に知ることができる。また、大規模構造の情報も得ることができる。LST のデータと組み合わせ高赤方偏移までの WHIM の存在と物理量を調べることができる。

X 線カロリメーター (*XRISM*, *Athena*) を使った精密 X 線分光は、銀河団ガスの乱流やバルク運動を測定でき、動的スニヤエフ・ゼルドビッチ効果と相補的な手法となる。観測機器の感度や視野から、観測できる天体や領域にはそれぞれ限度があるが、複数の手法で観測することによって、独立に銀河団ガスの運動を研究することができる。

3.4 LST による CMB 観測で期待されるサイエンスケース

3.4.1 Cosmic Microwave Background (CMB)

Cosmic Microwave Background radiation (CMB, 宇宙マイクロ波背景放射) は, 宇宙の再結合 (recombination, 宇宙開闢後約 37 万年後, 赤方偏移で $z \sim 1100$) に発せられる現在観測可能な宇宙最古の電磁波である. また, CMB には宇宙の再電離 (reionization, 宇宙年齢数億年ごろ ($z \sim 10\text{--}20$) に始まり 10 億年 ($z \sim 6$) ごろまでには終わったと考えられている) 時の情報も印加される. このような CMB を観測することで, 宇宙の開闢, 過去・現在, そして未来について多くの知見を得ることができる. これまでの地上・気球・衛星による様々な観測, 特に CMB の温度揺らぎを中心とした観測結果により, 標準宇宙論モデル, 所謂 Λ CDM モデルが確立されたと言っても過言ではない (Planck Collaboration et al., 2020). 2020 年代現在では, 宇宙開闢時の指数関数的膨張, 所謂「インフレーション」時に生成されたと考えられる原始重力波を, 「奇パリティ」を持つ CMB 偏光の「 B モード」を通じて観測することを目指した観測が, 地上を中心に進められている. また「偶パリティ」を持つ「 E モード」を精密に観測することで, 例えばニュートリノ有効世代数 (N_{eff}) を決定し標準宇宙論を超える “light relic particles” へ制限を与えることや, E モードと B モードとの相関から Axion-like particle への制限を与えること等も可能である. この様に CMB 偏光観測は, 様々な科学目標に向けて盛んに進められている (The Simons Observatory collaboration et al., 2019).

本節 3.4 では CMB 観測の現状と課題をまとめた上で, LST を使ったどのような CMB 科学が可能なのか? また, LST で CMB 観測を志向した場合にはどのような装置・観測が求められるのかをまとめる. なお, 既に述べた各種 スニャエフ・ゼルドビッチ効果 については触れない.

3.4.2 CMB 観測の現状と課題

LST と比較するために, 比較的口径の大きく, 現在観測中もしくは予算の目処が立っている代表的な CMB 観測プロジェクト・実験を以下に挙げる.

ACT/ACTPol/AdvACT Atacama Cosmology Telescop (ACT) (Thornton et al., 2016) はこれまで, チリの Cerro Toco に設置した 6 m の望遠鏡を使い CMB の観測を行ってきた. ACT の特徴としては, CMB 望遠鏡としては比較的大きな口径を持ち, 約 1 分角の高い角分解能を持つことが挙げられる. ACT はこれまでに 3 世代に渡って Transition-edge sensor (TES) 検出器を搭載したレシーバーを開発し, 交換してきた. 第 1 世代のレシーバー (MBAC) は無偏光成分のみであったが, 第 2 世代目レシーバー (ACTPol) から偏光成分にも感度を持っている. 現在は, 合計で約 6,000 個の TES 検出器を搭載した第 3 世代レシーバーである AdvACT による 30/40, 90, 150, 220 GHz 帯での観測が, 2016 年から逐次行われている.

Polarbear/Simons Array POLARBEAR (PB) はこれまで、チリの Cerro Toco に設置した 3.5 m の望遠鏡を使い CMB の観測を行ってきた。PB の特徴は、CMB 望遠鏡としては中規模程度の口径を持つことで (Kermish et al., 2012; Arnold et al., 2012), 重力レンズ起源 B モードとインフレーション起源 B モードを同時に観測できることである。PB の TES 検出器レシーバーは偏光にも感度を持ち、2012 年から 2016 年まで 150 GHz 帯で観測を行った (Ade et al., 2014; and P. A. R. Ade et al., 2017)。Simons Array (SA) は PB の後継であり、検出器数を PB の約 6 倍持つレシーバーを 3 台開発し、PB と同型の望遠鏡 3 台に搭載、3 台同時に運用する計画である (Suzuki et al., 2016)。最初のレシーバーによる観測を 2019 年に開始しており、最終的には合計で約 23,000 個の TES 検出器による 95, 150, 220 GHz, 270 GHz 帯での観測が行われる予定である。

Simons Observatory Simons Observatory (SO) は PB/SA collaboration と ACT collaboration が協力して建設している新しい CMB 観測所である (Ade et al., 2019)。現在、口径 6 m の高い分解能を持つ望遠鏡 (Large aperture telescope, LAT) 1 台と、大角度スケールの観測に特化した口径 0.5 m の望遠鏡 (SAT, Small aperture telescope) 3 台を建設しており、観測開始は 2023 年を予定している。初期の予定では LAT と SATs 合計で偏光にも感度のある約 60,000 個の TES 検出器レシーバーを使い、27, 39, 93, 145, 225, 280 GHz 帯で CMB を観測する。銀河面を避けながら SAT は全天の約 10% を観測を、LAT は全天の約 40% を観測する計画である。なお、2027 年からは TES 検出器の数を倍増させて観測を行う計画である。

SPT/SPTpol/SPT-3G, & South Pole Observatory South Pole Telescope (SPT) (Benson et al., 2014) はこれまで、南極の Amundsen-Scott 基地に設置された口径 10 m の望遠鏡を使い、約 1 分角の高い角分解能で CMB の観測を行ってきた。SPT はこれまでに 3 世代に渡って TES 検出器レシーバーを更新・交換してきた。最初のレシーバーは SPT-SZ と呼ばれる偏光に感度のないレシーバー、2 台目は SPTPOL と呼ばれ偏光にも感度を持っていた。2017 年からは 3 台目の SPT-3G が稼働しており、最終的には合計で偏光に感度のある約 16,000 個の TES 検出器で 95, 150, 220 GHz 帯での観測を進めている。SPT collaboration は、同じく南極で CMB を観測している BICEP/Keck Array collaboration と共に、South Pole Observatory を組織し、今後協力を進める計画である。

CMB-S4 CMB-S4 (Abazajian et al., 2019) は米国 Department of Energy (DOE) と National Science Foundation (NSF) が支援をしている次世代地上 CMB 実験で、2027 年の観測開始を予定している。この分野における究極的な測定を目指しており、チリ・南極の両方に望遠鏡を設置する予定である。SO 同様に、大口径望遠鏡と小口径望遠鏡の両方を建設する予定である。

3.4.3 LST によるサーベイを通じた CMB サイエンスケース

次の 15 年程度における CMB 観測の主な目的は、大角度スケール観測によるインフレーション起源 B モードの観測と、小角度スケール観測によるさまざまな科学、例えば標準理論を越える物理の探査である。前者は主に小口径の望遠鏡が中心であり、後者は大口径の望遠鏡による。大口径とは言っても CMB 観測実験にとって大口径であり、LST の様な 50 m 級の望遠鏡ではない。そのような中、CCAT ([Stacey et al., 2014](#)) や CMB-HD ([Sehgal et al., 2019](#)) と言った計画が提案されており、LST による CMB 観測の可能性を探る上で重要な存在である。当初 CCAT は 20 m 以上の口径を持つ望遠鏡として提案されていたが、現在では CCAT-prime ([CCAT-Prime collaboration et al., 2021](#)) として建設が進められており、口径は 6 m である。これは SO LAT と同型であり、また CMB-HD はこの“LAT”を基にした計画である。CMB-HD では口径 6 m の LAT をスケールアップさせることで、30 m クラスの望遠鏡の実現を目指しており、2030 年頃半ばの建設・観測開始の計画である。

現在・近い将来の CMB 実験は、直線偏光に感度のある少なくとも数万個の TES 超伝導検出器を搭載している。検出器の数を増やすことで統計精度を改善することが可能であり、特にパワースペクトルを基にした測定の場合、検出器起源の統計ノイズは検出器数に「比例」して改善する。また、主に前景放射と CMB を分離するために、30 GHz から 300 GHz の範囲の複数の周波数帯を複数の検出器で観測する。観測天域は、主要な観測所が南半球であること、他の周波数でのサーベイ、例えば LSST 等とのオーバーラップを最大化する必要があること、大角度スケールの信号へのアクセス可能であること、そしてより広い空を測定しサンプルバリエーションを削減する必要があることを考慮し、 $1,000 \text{ deg}^2$ から $10,000 \text{ deg}^2$ を超える広い南天の空を観測するデザインとなっている⁴。

このような共通点のもと、大口径・高角度分解能 CMB 観測による科学目標としては、1) 小口径望遠鏡と連携したインフレーション起源 B モードの測定 (“delensing”), 2) 高頻度観測による Axion-like particle (ALP) への制限, 3) ダークエネルギー・相対論的粒子数のへの制限, 4) 宇宙論的複屈折効果の測定等が挙げられる。以下では、LST によるこれら CMB 科学の実現に向けた、具体的な可能性について議論する。

100 deg^2 程度のノミナル・サーベイへの期待

既に述べたように現在・次世代の CMB 実験では広い天域の観測が必須である。なぜなら、大角度スケールを効率良く測定する必要があるため、またパワースペクトルに基づく科学の場合、より多くの独立なモードを測定することでサンプルバリエーションを削減する必要があるからである。そのため、100 deg^2 程度の “nominal” サーベイで可能なパワースペクトルを使った CMB サイエンスは限られる。一方で「狭い」天域を観測することで、空の一点一点における CMB の精密な測定を実現することができる。もしパワースペクトルではなく一点一点での CMB 観測で実

⁴インフレーション起源 B モードのように、信号の存在が確認されておらず「検出」だけをまず目指すのであれば「狭い領域を深く」観測するのがベストである。なぜならば誤差が $f_{\text{sky}}^{1/2}$ に比例するからである。ここで f_{sky} は観測する空の割合である。しかしながらあまり狭すぎると、そもそもインフレーション起源 B モードが現れる大角度スケールのモードを効率よく観測することができなくなってしまう。

現できる科学目標があれば、このノミナル・サーベイで実現できる可能性がある。このような観測が得意とするのが、次に示す “Axion-like particle” の探査である。

一般的に CMB 観測は、同じ天域を何度も何度も観測する事、例えば数時間から数ヶ月に渡り観測を行い統計を増やす。このような観測から、「(CMB の) 直線偏光の角度の時間変化」を測定することで、近年ダークマターの候補として注目されている “Axion-like particle” (ALP) に制限を与えることが可能である。具体的には ALP と photon とのカップリングの上限値 (95%の信頼度) は質量の関数として、

$$g_{a\gamma} \sim 4.0 \times 10^{-13} \text{ GeV}^{-1} \times \left(\frac{m_a}{10^{-21} \text{ eV}} \right) \times \left(\frac{\sigma_{\text{pol}}}{1.0 \mu\text{K-arcmin}} \right) \times \left(\frac{A_{\text{sky}}}{100 \text{ deg}^2} \right)^{-1/2} \times \left(\frac{Q_{\text{rms}}}{4 \mu\text{K}} \right)^{-1}, \quad (3.12)$$

と書ける (Sehgal et al., 2019). ここで m_a は ALP の質量, σ_{pol} は偏光でのマップの深さ, A_{sky} は観測天域の広さ, Q_{rms} は典型的な偏光の大きさである。これは現在の上限に比べて一桁程度厳しい制限である (Ade et al., 2022).

1,000 deg² 程度の “deep” サーベイへの期待

1,000 deg² 程度の “deep” サーベイは、インフレーション起源 B モードの観測に最適である。例えば、BICEP2/Keck array がこれまでに観測してきた天域の大きさに相当する⁵。また現行・次世代の実験では、これよりも大きい全天の数%から 10% 程度を目指している。大角度スケールで見られるインフレーション起源 B モードの観測は、主に小口径望遠鏡で行われる。一方でインフレーション起源 B モードにとって系統誤差となる、重力レンズ起源 B モードを取り除く必要がある (“delensing”)。そのためには sub-degree scales 以下の構造を精密に観測必要があり、次世代の実験は delensing 用の大口径望遠鏡を同時に運用する計画である、e.g. SO/CMB-S4 LAT and SAT. LST は CMB 望遠鏡を凌駕する空間分解能を持つことから、次世代小口径 CMB 実験が観測する天域を LST で観測することで優れた delensing の performance が期待できる。もし LST により重力レンズ起源信号を 90%除去することができれば、例えば CMB-S4 による大角度スケール観測と合わせることで、インフレーション起源 B モードの大きさを表す「テンソル・スカラー比: r 」の測定誤差を、 $\sigma(r) < 10^{-3}$ まで改善できると期待されている。これを実現するには、 $1\mu\text{K-arcmin}$ 程度のマップの深さを実現する必要がある。

3.4.4 より大規模なサーベイで可能な CMB サイエンスケース

LST の様な卓越した角度分解能をもつ望遠鏡によるサーベイを、 $1\mu\text{K-arcmin}$ を切る様なマップの深さで実現できれば、さまざまな科学成果が期待できる。例えば、標準理論を超える粒子の存在はニュートリノ有効世代数を変化させ音響ピークをシフトさせることから、LST によってスモールスケールの広い範囲まで偏光を含む CMB のパワースペクトルを観測することで、その制限を与えることが可能である ($\sigma(N_{\text{eff}}) = 0.01$)。CMB をバツ

⁵BICEP2/Keck array は field-of-view から大きいため、有効的な観測領域は 1,000 deg² より小さい。

クライトとして重力レンズ効果を精密に観測することで、射影された大規模構造を精密に観測することができる ($L \sim \mathcal{O}(10,000); k \sim 10 h\text{Mpc}^{-1}$). Fuzzy dark matter や Warm dark matter の存在は、この構造に影響を与えるため、 $1\mu\text{K-arcmin}$ を切る様な精度が実現できれば、これらに統計的に有意な制限を与えることが可能になる。その他にも、他の観測と LST による精密な CMB の測定を合わせることで、ダークエネルギー、ニュートリノ総質量、原始磁場、等方・非等方宇宙論的複屈折などが検証可能である (Sehgal et al., 2019).

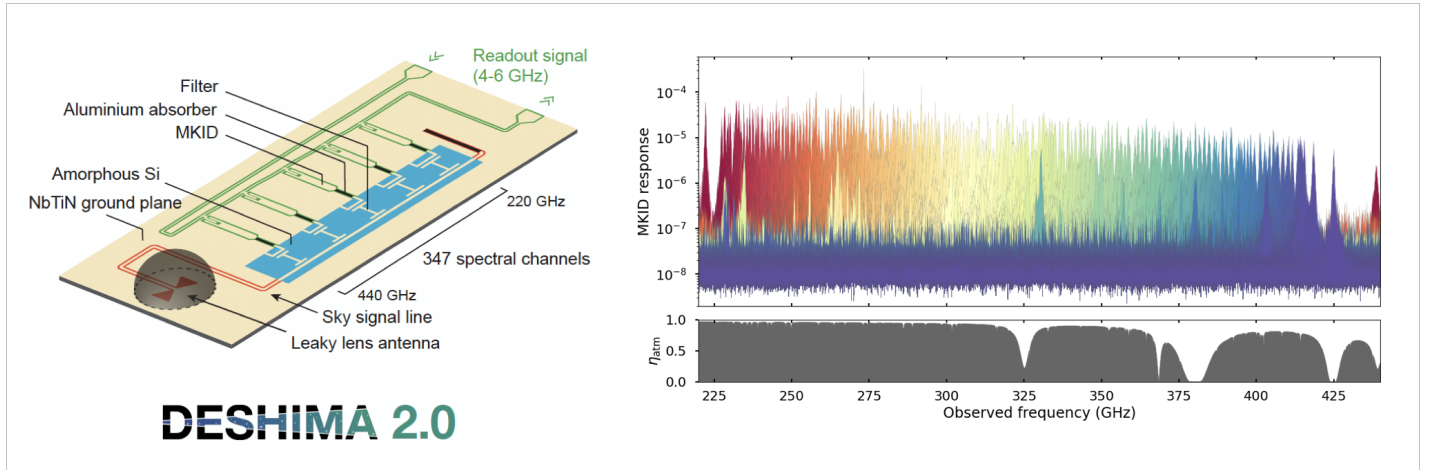


図 3.19: 左右図ともに (Taniguchi et al., 2021b) より転載. 左: DESHIMA2.0 用 ISS の概要図. 広帯域 Leaky-lens アンテナで受信した天体信号は低損失超伝導線路を介して, 347 チャンネルのマイクロストリップ構造超伝導共振フィルターまで伝送される. それぞれのフィルターは MKID に接続されており, 周波数毎に違う MKID で検出することができる. 右上: DESHIMA2.0 用 ISS の実験室での性能測定結果. それぞれのフィルターにおける応答は異なる色で表されている. 右下: DESHIMA2.0 用 ISS の周波数帯域における大気透過率. (PWV=1.0 mm, アンテナ仰角 60 度). Reproduced with permission from SNCSC.

3.5 観測装置への要求

以上の科学成果を得るためには, 広視野かつ広周波数帯域観測を同時に行うことのできる観測装置が必須となる. このような観測装置の候補の一つが, Integrated Superconducting Spectrometer (ISS) を用いた, いわゆる面分光装置, Integral Field Unit (IFU) である. ISS の例として, DESHIMA (Endo et al., 2019d,b) がある. DESHIMA は, マイクロストリップ構造のミリ波・サブミリ波広帯域超伝導フィルター (Pascual Laguna et al., 2021b) と Microwave Kinetic Inductance Detector (MKID; Day et al., 2003; Zmuidzinas, 2012) から成るコンパクトな広帯域分光器及び, Leaky-lens アンテナを用いた広帯域準光学系 (Dabironezare, 2020) を組み合わせた観測装置である (図 3.19). 図 3.19 右は, DESHIMA の実験室での性能測定結果である. 227-415 GHz の帯域を約 350 チャンネル (周波数分解能 $F/\Delta F = 500$) で読み出しているが, 特筆すべきは, MKID の周波数方向多重化により, 約 1 オクターブの周波数帯域を同時に観測できる点にある.

現在の DESHIMA は空間 1 ピクセルであるが, これを望遠鏡焦点面に多数配置することによって, IFU を構成することが可能となる. 最近新たに提案された, TIFUUN がまさにこのような装置である (図 3.20). 現行, MKID の読み出し数が IFU のサイズを制限している. すなわち, (空間ピクセル数 = 装置の視野) \times (周波数方向チャンネル数) = (読み出し MKID 数) となっており, ある帯域幅を細かい周波数分解能で観測したい場合には, その分空間ピクセル数を犠牲にする必要がある. 図 3.21 にこの制限を示す.

DESHIMA では, 周波数分解能 ($F/\Delta F$) 500 のフィルターデザインになっているが, これは科学目標によって最適化できる. スニヤエフ・ゼルドビッチ効果は, 周波数依存性がゆるやかであるため, $\Delta F = 10\text{-}20$ GHz の

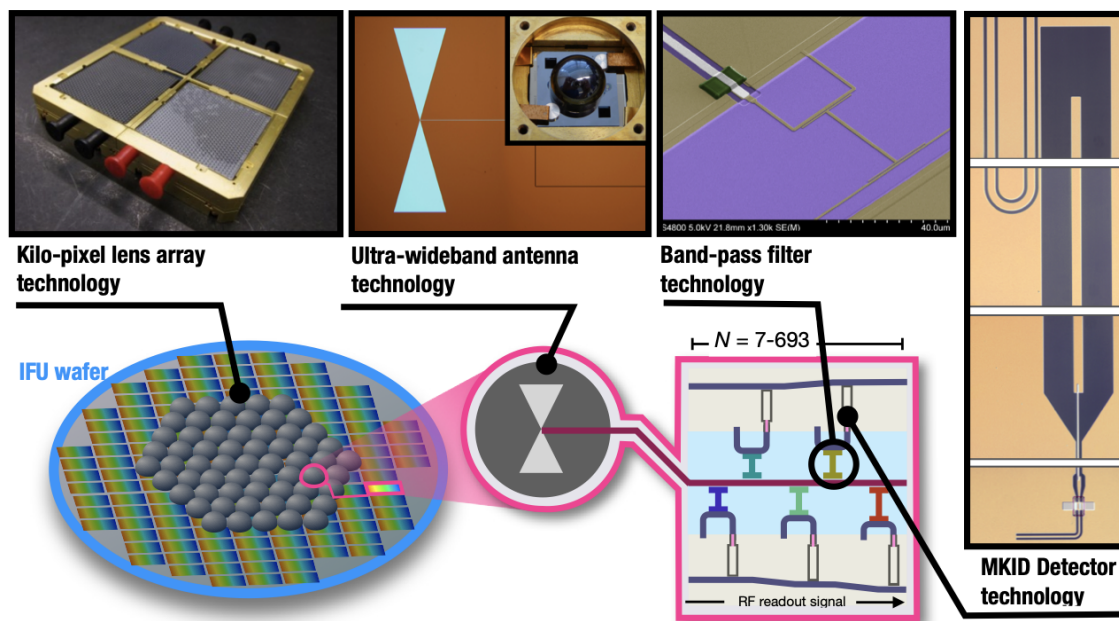


図 3.20: 新プロジェクト TIFUUN の概要図. AMKID や DESHIMA プロジェクトでこれまでに培われた技術を集約することにより, 広視野, 広帯域な IFU を実現する (<https://www.tudelft.nl/en/2022/eemcs/an-erc-for-a-3d-vision-on-the-universes-structure>). Kilo-pixel lens array technology: センサー数 10,000 以上の広視野 MKID カメラの写真. Ultra-wideband antenna technology: 広帯域 Leaky-lens アンテナの顕微鏡写真. Band-pass filter technology: マイクロストリップ構造のミリ波・サブミリ波広帯域超伝導フィルターの走査電子顕微鏡写真. MKID Detector technology: 周波数方向多重化を可能とする MKID の顕微鏡写真.

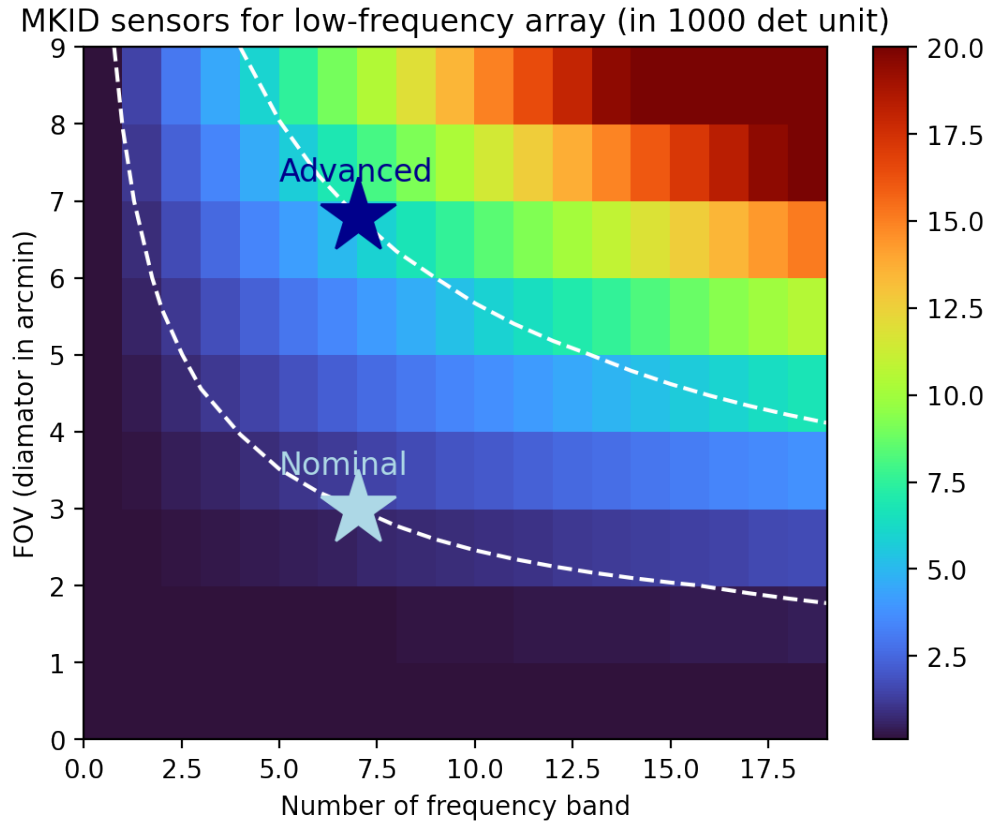


図 3.21: 低周波アレイにおける視野の大きさ（縦軸, FoV), 周波数方向チャンネル数（横軸, Number of Frequency band) の関係. 色が総センサー数を示している (1,000 単位). 白波線が, 3.2 の Nominal 構成, Advanced 構成の全素子数を固定した際に取り得るパラメータスペース.

分解能で十分であり, 周波数方向チャンネル数を少なくすることによって視野を確保する方向で検出器構成を決めるのが良い. スニヤエフ・ゼルドビッチ効果観測における, 検出器構成を表 3.2 にまとめた. 現行の ISS は 1 オクターブの帯域が限界であるため, それ以上の帯域幅を得るために, 100-200 GHz (低周波側, Low F Band) 及び 200-400 GHz (高周波側, High F Band) の二種類の IFU を用意し, 全体として 100-400 GHz をカバーする. 望遠鏡からの信号は二種類の IFU に入る直前に wire grid 又は dichroic filter 等で分離し, それぞれの IFU で観測することを想定している. 400 GHz 以上の周波数を観測する場合には, 400-800 GHz に対応する IFU を用意する. この場合, Low F Band 又は High F Band の IFU と入れ替えて観測する, または, 現在開発中の 2 オクターブ対応 ISS を使用するという選択肢がありえる.

表 3.2 の検出器構成を元に計算した感度を図 3.22, 3.23 に示す. 図 3.22 は, 100 arcmin^2 の領域を 8 時間観測した際に期待される 1σ 雑音レベルである. 100-350 GHz の帯域ほとんどで confusion limit ($\sim 50 \mu\text{Jy}$) 以下が達成できることがわかる. また, 図 3.23 は, 100 deg^2 の領域を 1,200 時間観測した際に期待される CMB に対する感度である (1σ). なお, 計算は, $\text{PWV} = 0.5 \text{ mm}$, LST の主鏡面精度 $\sigma = 45 \mu\text{m}$ の条件で行った. このとき, 検出器雑音は光子雑音が支配的となる. また, 検出器と冷却準光学系, 更には望遠鏡光学系の結合における

表 3.2: 要求される検出器性能まとめ. Nominal 構成では Low F Band, High F Band 共に IFU ウェハー（直径 6 インチ）各 1 枚の計 2 枚で構成可能なセンサー数になっている. Advanced 構成では, Low F Band, High F Band 共に IFU ウェハー（直径 6 インチ）各 5 枚の計 10 枚を想定している. Advanced 構成は, LST 初期に現実的に可能であろうセンサー読み出し最大数約 30,000 の制限を考慮した構成である.

		総センサー数	視野 [分角]	周波数バンド数
Nominal 構成	100-175	5,936	3.0	7
	200-355		2.9	7
Advanced 構成	100-175	29,680	6.8	7
	200-355		6.4	7

諸々の能率については, DESHIMA の広帯域準光学系における設計値 ([Dabironezare, 2020](#)) を使用した.

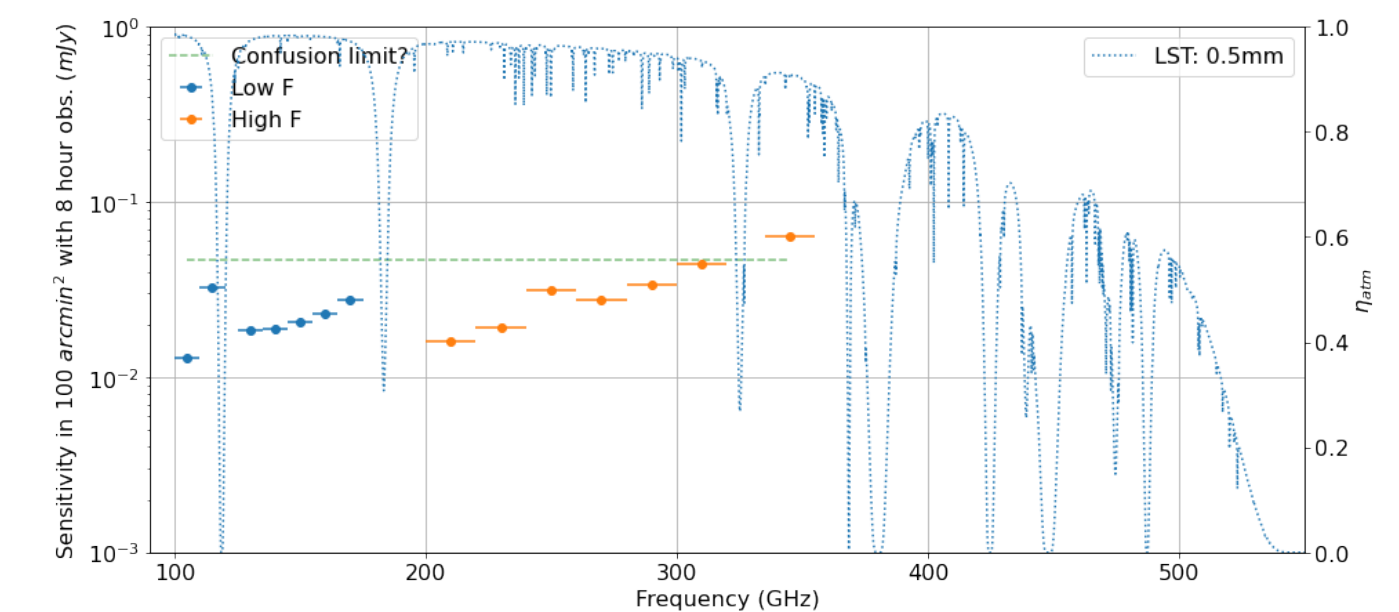


図 3.22: 表 3.2 の検出器構成（Advanced 構成）を元に計算した感度. 100 arcmin² の領域を 8 時間観測した際に期待される 1 σ 雑音レベル（縦軸, Sensitivity in 100 arcmin² with 8 hour obs.）. 横軸は観測周波数（Frequency）. 青点, オレンジ点がそれぞれ Low F Band, High F Band に対応する. 緑点線は, LST における大体の confusion limit, 青点線は PWV=0.5 mm, 仰角 90 度における大気透過率をそれぞれ示している.

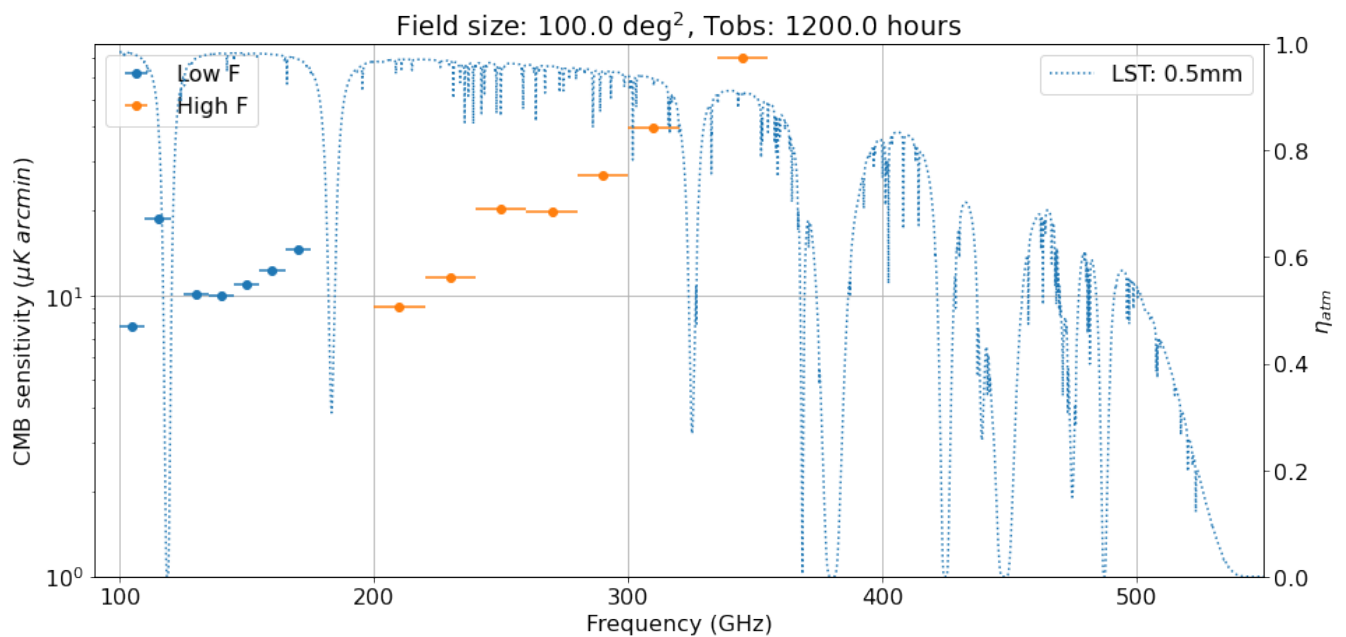


図 3.23: 表 3.2 の検出器構成 (Advanced 構成) を元に計算した T_{CMB} に対する感度. 100 deg^2 の領域を 1,200 時間観測した際に期待される 1σ 雑音レベル (縦軸, CMB sensitivity). 横軸は観測周波数 (Frequency). 青点, オレンジ点がそれぞれ Low F Band, High F Band に対応する. 青点線は PWV=0.5 mm, 仰角 90 度における大気透過率を示している.

3.6 執筆者一覧

- 赤松 弘規^{ID}, KEK/QUP, SRON
- 赤堀 卓也^{ID}, 国立天文台, 第 3.2 節
- 一戸 悠人^{ID}, 立教大学
- 大島 泰^{ID}, 国立天文台
- 岡部 信広^{ID}, 広島大学, 文章校正, 第 3.1, 3.2 および 3.3 節
- 唐津 謙一^{ID}, SRON, 第 3.5 節
- 北山 哲^{ID}, 東邦大学, 第 3.1.2, 3.1.3 および 3.2.4 節
- 白崎 正人^{ID}, 国立天文台, 統計数理研究所
- 茅根 裕司^{ID}, KEK/QUP, 第 3.4 節
- 宮武 広直^{ID}, 名古屋大学
- 谷村 英樹^{ID}, IPMU

3.7 謝辞

山形大学・滝沢 元和 教授に， 外部査読者として有益なご指摘を多くいただきました． 厚く御礼申しあげます．

第4章 超巨大ブラックホールと活動銀河中心核

4.1 この分野の現状と未解決問題の概要

銀河中心の超巨大ブラックホールから中小質量ブラックホールに至るまで、宇宙史の中で、また現在の宇宙においても、ブラックホールは銀河の進化や物質進化等様々な面で重要な役割を担っている。しかしながら、一方でその理解は未だ道半ばにある。

現在の宇宙において、銀河の楕円成分と中心の超大質量ブラックホールの間にはよい相関（ブラックホールの質量は楕円成分の質量のおよそ $1/1000$ ）があることが知られている（マゴリアン関係）。この観測結果は銀河と中心のブラックホールがお互いに影響を及ぼしながら進化してきたことを示唆し、銀河と超巨大ブラックホールの共進化とも呼ばれている。しかしながら、いつどのようにこの関係が成立したのか、その起源についてはよくわかっていない。その理解を得るためにはより初期の宇宙において、形成途上の銀河やブラックホールの理解を深めることが欠かせない。一方で成長中の銀河や超巨大ブラックホールはしばしば多量のダストに埋もれてしまい、可視光や近赤外線では容易に見通すことができない。結果として、形成期の共進化について多くの謎が残されて現在に至っている。埋もれた活動銀河核、そしてその中で成長中の超巨大ブラックホールは初期宇宙においてどれだけ存在したのか。そしてどのように現在の共進化関係が成立するに至ったのか。ダストに埋もれたフェイズを含めた銀河と超巨大ブラックホールの歩んだ道のりの解明が待たれている。遠方宇宙においても、すばる望遠鏡を始めとした静止系紫外線のトレーサーに基づいたクエーサーの検出数は着実に増加を続けている。これら比較的ダスト減光の影響を受けにくい種族についても、その母銀河で進むダストの形成・進化はあまり調べられていない。さらには、活動銀河核の存在する（居住）環境も大きな興味を引いている。階層的構造形成モデルの中で、銀河の住む環境は銀河形成のみならず共進化する中心の巨大ブラックホールの成長にも大きな影響を与えうる。遠方宇宙において静止系紫外に基づく探査では銀河密度との相関は必ずしも顕著ではないが、隠された AGN を見逃している可能性がある。そして宇宙全史に渡る形成過程を紐解くには、遠方宇宙で観測される活動銀河核と現在の宇宙に存在する静かな超巨大ブラックホールを紐づけることも必要である。AGN 光度関数の変遷を知ることがその端緒として期待される。



近傍宇宙においても新時代のミリ波サブミリ波観測は現在の理解を多く進展させることが期待される。活動銀河核の持つ幅広いエネルギー分布の中で、ミリ波は観測能力にもリミットされあまり観測が進んでいない。近年、短波長側の近赤外線と超波長側の電波の成分を外挿しても説明がつかないミリ波超過成分の存在が報告されており、ミ

ミリ波探査の重要性が指摘されている。また、減光に強い新たな無バイアス AGN 探査を実現するトレーサーとしての期待もかけられている。ミリ波の観測の遅れはブレーザーについても同様の状況にあり、数千のブレーザーが発見される一方でミリ波の SED の観測的理解が待たれている。ミリ波の観測に対して特に期待されることの一つがシンクロトロン自己吸収が効き始める境目の周波数の決定、そして放射領域のサイズや磁場の理解である。この点は AGN 研究だけでなく、X 線ブラックホール連星研究においてもやはり期待が大きい。近傍にあり、またサイズが小さく変動が大きい X 線ブラックホール連星はブラックホールに付随する降着流、噴出流を理解する AGN とは別のパスとなりうる。

近傍においてブラックホール研究に対するミリ波サブミリ波の期待は、それだけに止まらない。ブラックホールの直接撮像によるブラックホール研究の扉を開いた Event Horizon Telescope (EHT) はアレイ拡張、広帯域化、多波長同時受信など大幅なアップグレードを取り入れた次世代の ngEHT 計画に向けて動き出している。また、中間質量ブラックホールの決定的証拠はいまだ得られていないが、天の川銀河中心の Central Molecular Zone (CMZ) には高速度コンパクト雲の存在が明らかになっており、有力な候補となっている。銀河の衝突・合体の中で反跳によって生み出されることが提案されている浮遊ブラックホールの探査も今後の具現化が待たれている。

それぞれの具体的な期待されるサイエンスケースについて以下詳しく紹介する。

表 4.1: 班員構成, 担当

氏名	所属	主な担当節
泉 拓磨 	国立天文台/東京都立大学	第 4.2.1 節
鳥羽 儀樹 	国立天文台	第 4.2.2 節
久保 真理子	東北大学	第 4.2.3 節
道山 知成 	周南公立大学	第 4.2.4 および 4.3.8 節
稲吉 恒平	北京大学	第 4.2.4 および 4.3.8 節
川室 太希 	理化学研究所	第 4.3.1, 4.3.2 および 4.3.3 節
井上 芳幸 	大阪大学	第 4.3.4 節
志達 めぐみ 	愛媛大学	第 4.3.5 節
秋山 和徳 	マサチューセッツ工科大学	第 4.3.6 節
森山 小太郎 	ゲーテ大学フランクフルト	第 4.3.6 節
秦 和弘 	国立天文台	第 4.3.6 節
小山 翔子 	新潟大学	第 4.3.6 節
竹川 俊也 	神奈川大学	第 4.3.7 節
川口 俊宏	尾道市立大学	第 4.3.8 節
梅畑 豪紀 	名古屋大学/カリフォルニア工科大学	第 4.1 および 4.4 節

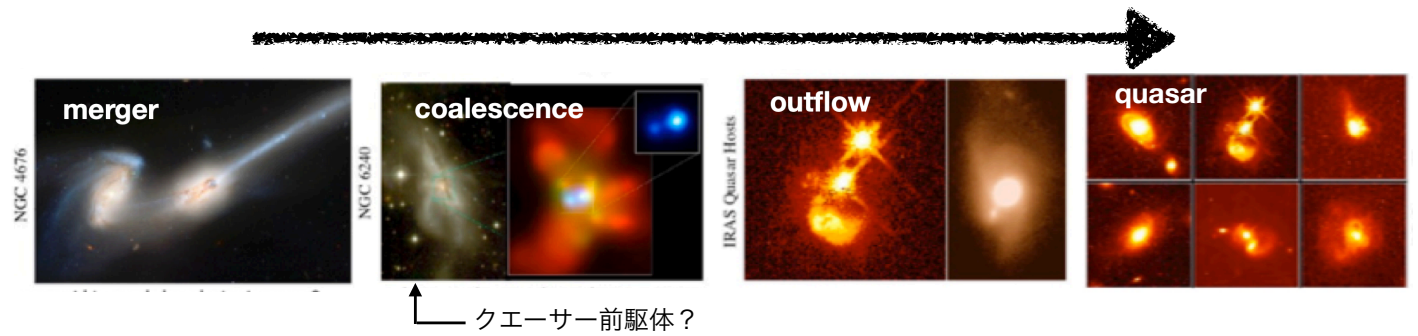


図 4.1: 天体進化の一例. 銀河合体で駆動される爆発的星形成とクエーサーを時系列で示している. Hopkins et al. (2008) の図 1 を改変. ©AAS. Reproduced with permission.

4.2 超巨大ブラックホールと銀河の共進化

4.2.1 宇宙再電離期におけるクエーサー前駆体の探査

現在の宇宙で観測される銀河とブラックホールの共進化関係 (バルジ質量と SMBH 質量の強い相関; Kormendy & Ho, 2013) を説明する標準的な理論の一つに, 銀河合体が駆動する天体進化が挙げられる (e.g., Di Matteo et al., 2005; Hopkins et al., 2006, 2008). この説 (図 4.1) では, 星間物質に富む銀河同士が合体することで爆発的星形成と中心ブラックホールへの活発な質量降着が促進され, その結果発現する活動銀河中心核 (active galactic nucleus = AGN; 特に高光度のものをクエーサーと呼ぶ) からのフィードバック (Fabian, 2012; King & Pounds, 2015) により星間物質が吹き飛ばされることで銀河は活動性を失う. このようなサイクルが宇宙史において繰り返された結果, $z = 0$ での共進化関係が出来上がると予想されている. この説, ひいては天体進化を预言する理論モデル全般を検証する有効な手段の一つが, 遠方 = 初期宇宙における銀河・SMBH の様子を詳細に観測し, 初期宇宙での「始原的共進化」を明らかにすることである (Inayoshi et al., 2020; Habouzit et al., 2022).

現在, 特に $z > 6$ (宇宙年齢は 10 億歳以下) の初期宇宙における超巨大ブラックホール探査は静止系紫外線 (地球では赤方偏移して可視光線) 帯でのサーベイ観測を起点としている (Inayoshi et al., 2020). たとえば Sloan Digital Sky Survey (SDSS) は多数の高光度クエーサーを発見し, それらが質量 $M_{\text{BH}} \gtrsim 10^9 M_{\odot}$ に達する SMBH であることを明らかにした (e.g., Fan et al., 2003; Jiang et al., 2016; Shen et al., 2019). ただしこれらはサーベイ感度の問題から全天で最も明るい部類のクエーサーである点に注意が必要である. そうした「選択バイアス」を大幅に低減したのが, すばる望遠鏡の Hyper Suprime-Cam (HSC) による広域サーベイ観測であり, 従来の SDSS 級天体に比べて 1 桁程度暗い「低光度クエーサー」が $z > 6$ で多数 (2022 年現在 200 個以上) 発見されている (e.g., Matsuoka et al., 2016, 2018a,b). 値に幅があるものの, クエーサーは Eddington 限界に近い光度で輝いているものが多いため (Onoue et al., 2019), こうした低光度クエーサーを研究することは, すなわちより「低質量」のブラックホールを研究することに相当し, 当時の宇宙のより一般的な「始原的共進化」の描像を提供するはずである (Habouzit

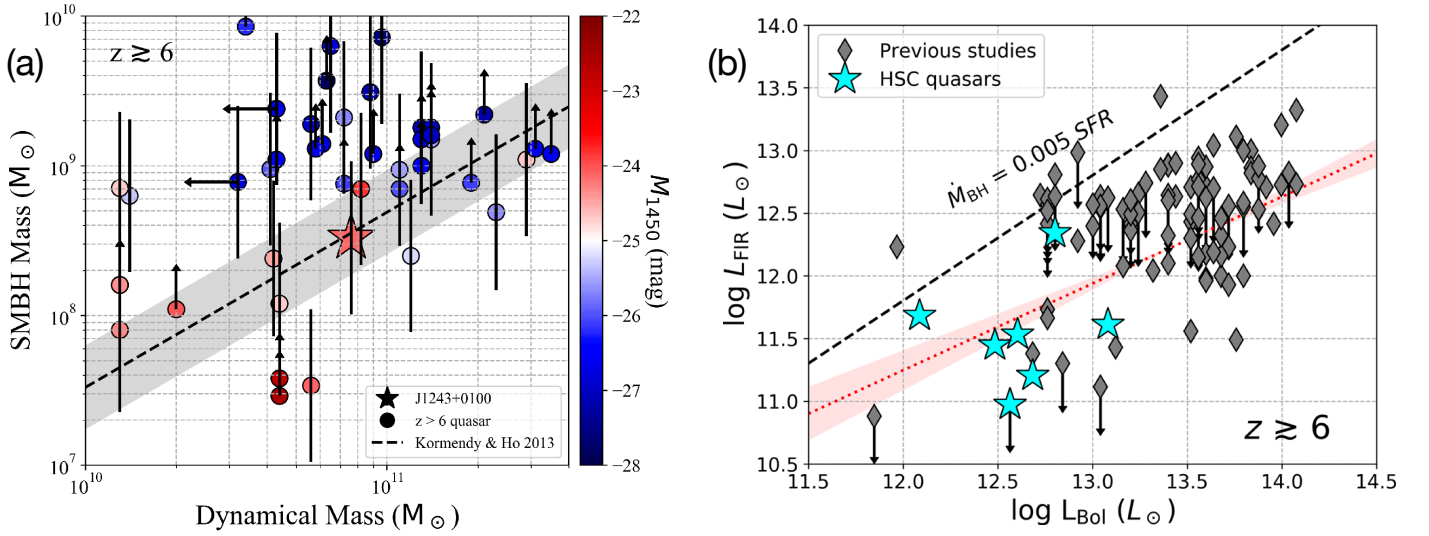


図 4.2: (a) $z > 6$ のクエーサーにおける始原的共進化関係 (Izumi et al., 2021). 観測バイアスを低減した低光度天体には、 $z = 0$ の関係 (斜め黒線) と整合するブラックホール vs 銀河質量 (ただし ALMA を用いたガス観測から力学的に導出) 比を示す天体が多い. (b) $z > 6$ クエーサーにおけるクエーサー全光度 (SMBH 降着率の指標) vs FIR 光度 (星形成率の指標) の関係 (Izumi et al., 2019). $z = 0$ の共進化関係を時間微分した斜め黒線に対してクエーサー光度が卓越することがわかる. ©AAS. Reproduced with permission.

et al., 2022). 2022 年現在では ALMA 望遠鏡を用いた低光度クエーサー母銀河の観測が進行中で、[C II] $158\mu\text{m}$ 輝線観測から求めた力学質量を銀河の星質量の代替として用いると、驚くべきことに $z \sim 6-7$ 時点で近傍宇宙と同等の共進化関係が発現しつつあることが示唆されている (図 4.2a; Izumi et al., 2019, 2021). これは近年の流体計算に基づく銀河・SMBH 進化モデルの予測とも整合する結果である (Marshall et al., 2020). また、共進化の鍵の一つとされる大規模なクエーサー駆動型のアウトフロー (フィードバック) も実際に観測され始めている (Izumi et al., 2021). ところが、クエーサー光度を SMBH 質量の微分量、ALMA で得た母銀河の連続波光度を星質量の微分量 (星形成率) とみなすと、これらの低光度クエーサーは近傍共進化関係の微分形 (synchronized evolution; lock-step evolution) に対して、明らかに SMBH 成長優勢であることも分かった (図 4.2b; Izumi et al., 2019).

上記の (i) $z \sim 6-7$ で共進化関係が発現しつつあること、(ii) $z \sim 6-7$ クエーサーは SMBH 成長優勢であること、を合わせると、 $z \sim 6-7$ よりもさらに初期の宇宙において、(SMBH 成長に対して)「星形成活動優勢」であった進化段階が存在すると予想される. この種の天体は爆発的な星形成活動を維持するために大量の星間物質を伴うはずで (銀河合体や cold flow で供給される)、しかるにその中心ブラックホールも星間物質に埋もれていると考えられる. 実際、近年の流体計算モデル (Ni et al., 2020) や X 線観測 (Gilli et al., 2022) からは、初期宇宙の SMBH の大半は「埋もれた天体」であることが予想されている. こうした埋もれた天体、すなわち「クエーサー前駆体」は、静止系紫外線・可視光線の観測では発見することが困難であるため、LST が観測するサブミリ波のような長波長帯での観測が重要な研究手段となる. 以下、こうしたクエーサー前駆体を発見し、その性質を探索するにあたっての LST への期待をまとめる. なお、本項目で議論するクエーサー前駆体は、いわゆるレッドクエーサーのようなダス

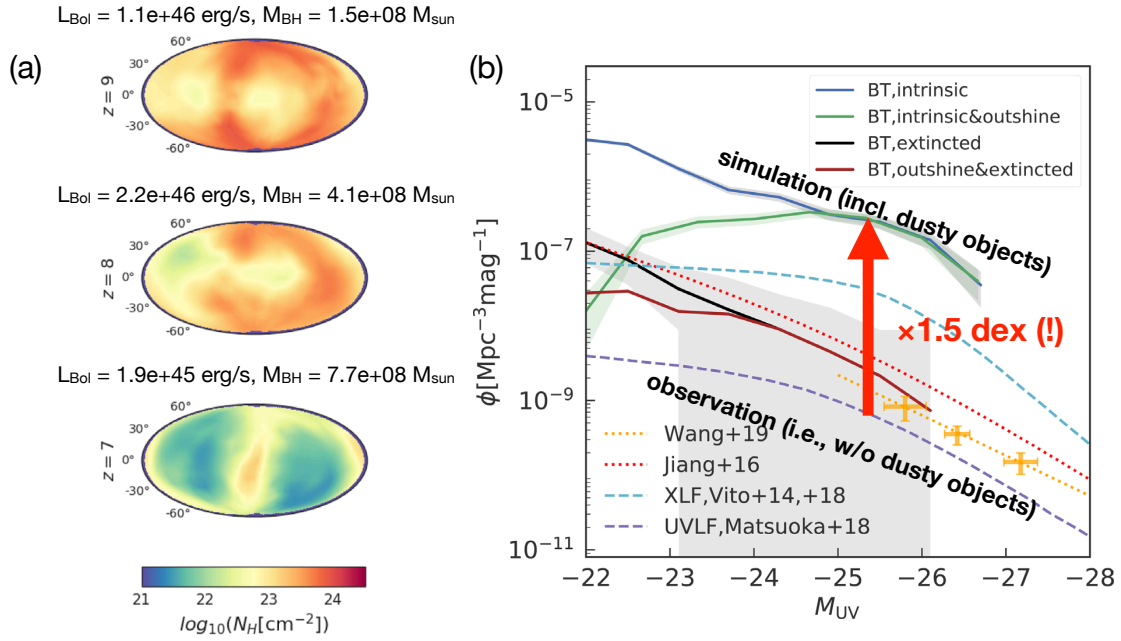


図 4.3: (a) BLUETIDES シミュレーションによる、とあるクエーサーから見た周囲の物質の柱密度の時間進化. クエーサーを中心としてエイトフ図法で投影して表現している. $z \gtrsim 7-8$ の高赤方偏移では中心核が $N_H \gtrsim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ の星間物質に埋もれていることが予想されている. (b) BLUETIDES シミュレーションで予想された $z \sim 6-7$ のダスト減光された天体も含む intrinsic なクエーサー光度関数 (実線) と、可視光線 (静止系紫外線) で観測された $z \sim 6$ の光度関数 (点数). (a)(b) ともに Ni et al. (2020) の図を改変.

ト減光を受けつつも中心核放射が可視光線で検出できるタイプではなく、中心核がほぼ全立体角にわたって星間物質に覆われている天体 (Hickox & Alexander, 2018) を想定する.

クエーサー前駆体「候補」の発見: $z \gtrsim 6-7$ のクエーサー進化に関する最新の宇宙論的流体シミュレーションの一つである BLUETIDES (Feng et al., 2016; Di Matteo et al., 2017) によると、埋もれた AGN は静止系紫外線 ($z > 6$ においては現在のすばる望遠鏡 HSC での観測波長に相当) で同定可能な天体の 10 倍以上も存在することが予想されている (図 4.3; Ni et al., 2020). ここで、すばる HSC によるクエーサー探査 ($L_{\text{Bol}} > 10^{12} L_{\odot}$ に感度を持つ) に基づくと、実際に観測された天球面上でのクエーサー個数密度は $\sim 0.1 \text{ deg}^{-2}$ である. よって、Ni et al. (2020) の計算を用いると、埋もれた AGN の個数密度は $\sim 1 \text{ deg}^{-2}$ と期待される. こうした、依然として珍しい天体の統計研究を可能にするには、100 個オーダーの天体数が望ましいだろう. よって、クエーサー前駆体探査に要請されるサーベイ面積は $\sim 100 \text{ deg}^2$ 程度となる. この前駆体は爆発的星形成銀河であることが強く期待されるため、その星形成率も $\gtrsim 100 - 1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ になるはずだ (事実、SDSS 級クエーサーで観測されている星形成率がこの程度, e.g., Wang et al., 2013; Venemans et al., 2018). 一例として、この星形成率に基づく波長 1.2 mm , $850 \mu\text{m}$ での 5σ 検出感度は表 4.2 にまとめた. コンフュージョン限界を考慮しても、LST の連続波感度で十分に検出可能な値となっている. よって、クエーサー前駆体の「候補」である爆発的星形成銀河の検出自体は全く問題なく推進できる.

輝線観測を通じた熱源診断: サブミリ波広域連続波サーベイ等を通じて発見した遠方宇宙の爆発的星形成銀河中で

表 4.2: クエーサー前駆体の探査で要請する観測能力

項目	要請・期待する量	仮定・コメント
サーベイ面積	$\sim 100 \text{ deg}^2$	流体計算の予測 ^a に基づく
1.2 mm 連続波強度	2.1 mJy	$\text{SFR} = 500 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (以下同), ダスト温度 40 K
850 μm 連続波強度	3.6 mJy	$\text{SFR} = 500 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (以下同), ダスト温度 40 K
[CII]158 μm 輝線放射	6.7 Jy km s^{-1}	$L_{[\text{CII}]}$ -SFR のスケーリング ^b を利用
CO($J = 7 - 6$) 輝線放射	$0.64 \text{ Jy km s}^{-1}$	$\text{SFE} = 10^{-8} \text{ yr}^{-1}$, 銀河系 α_{CO} ^c , Mrk 231 の強度比を仮定
CO($J = 12 - 11$) 輝線放射	$0.51 \text{ Jy km s}^{-1}$	$\text{SFE} = 10^{-8} \text{ yr}^{-1}$, 銀河系 α_{CO} , Mrk 231 の強度比 ^d を仮定
CO($J = 18 - 17$) 輝線放射	$0.29 \text{ Jy km s}^{-1}$	$\text{SFE} = 10^{-8} \text{ yr}^{-1}$, 銀河系 α_{CO} , Mrk 231 の強度比を仮定

^aNi et al. (2020)^bDe Looze et al. (2011)^c $4.3 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$ (Bolatto et al., 2013a)^dMashian et al. (2015)

大量の星間物質に埋もれている AGN を発掘するのが次のステップである. すなわち, (i) 遠方天体の赤方偏移を確定し, (ii) その熱源診断を行なうことが目標となる. この (i)(ii) を同時に解決する有力手段の一つは CO 分子の多遷移輝線 (注: 銀河進化セクションの Table 参照) を観測することである. たとえばすでに ASTE 望遠鏡で技術実証がされている DESHIMA 分光器 (Endo et al., 2019a) は 1 オクターブにもおよぶ広帯域分光が可能であり, 複数の CO 輝線を同時観測することが可能である (なお, LST では DESHIMA をスケールアップした KATANA や, 多天体分光機能を拡充させた MOSAIC が活躍する予定である). 複数輝線が検出されれば, 赤方偏移を確定させることができる. また, CO 輝線の spectral line energy distribution (SLED) は, その環境の主たる熱源に応じて変化することが知られている. たとえば, AGN が主たる熱源で, その X 線放射により系の物理・化学状態が決まる X-ray Dominated Region (XDR) が形成されている場合, CO-SLED は回転量子数 $J_{\text{up}} > 10$ 程度でフラットになる (e.g., Mashian et al., 2015; Saito et al., 2017b; Vallini et al., 2019). これを念頭に, サブミリ波帯で観測される $z = 7$ 天体の CO 輝線とその予想フラックスの例を表 4.2 に示した. なお, $z \gtrsim 6 - 7$ の初期宇宙の場合, LST の主要な観測周波数帯 (70–420 GHz) では $J_{\text{up}} = 6$ から $J_{\text{up}} = 30$ 程度までの CO 輝線がカバー可能である (銀河形成の図参照). よって, たとえば $J_{\text{up}} > 10$ の輝線強度を CO(6–5) 強度で規格化することで, XDR の有無を検証できるだろう. 検出感度の観点では, HyLIRG ($L_{\text{IR}} > 10^{13} L_{\odot}$) 級の天体であれば現在計画されている LST の分光感度で検出可能である. 一方, ULIRG 級 ($L_{\text{IR}} > 10^{12} L_{\odot}$) 天体の場合は LST の感度では輝線検出が難しい. ただし, LST による全フラックスが検出可能な HyLIRG 級天体であっても, XDR は本質的には空間的にコンパクトな領域であることが期待される. よって, ここで述べたような輝線比を用いた熱源診断は ALMA や ngVLA のような干渉計を利用することが望ましいだろう. この意味において, LST は各 CO 遷移の全フラックスを提供しつつ, 干渉計観測との高いシナジーを発揮できると言える.

また, CO 以外にも近年では炭素原子 [C I] 輝線を用いた熱源診断の可能性も提案されている (Izumi et al., 2020). これは, AGN 周囲に発達する XDR では, CO 分子が解離されて C 原子やイオンに変換される傾向にあることを利

用している. XDR のコンパクトさを考慮すると, この場合も, LST では $[\text{C I}]^3P_1-^3P_0$, $^3P_2-^3P_1$ 遷移, 各 CO 遷移の全フラックスを測定し, ALMA や ngVLA で銀河中心部を空間分解して強度比を調べる, といったシナジーが期待される. なお, この手法で重要なのは, 観測する $[\text{C I}]$ の遷移と同程度の臨界密度の CO 輝線を用いて輝線強度比を測定することだろう (臨界密度の全く異なる遷移は空間的に全く異なる場所を見ている可能性が高いため). よって, $[\text{C I}]$ と low- J CO 輝線を組み合わせて観測することが期待され, たとえば CO(3-2) 観測の場合だと $z \lesssim 3.5$ 程度の天体を狙うことに相当する. 一例として, 表 4.3 に, $z = 2$ で $\text{SFR} = 500 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ 程度の天体について期待される $[\text{C I}]^3P_1-^3P_0$ と CO(3-2) の輝線強度を記した.

さらに, XDR 説に則れば, high- J CO 輝線や $[\text{C I}]$ 輝線は AGN の周囲から強く放射されていると期待できるため, ALMA 等を用いた高解像度・高感度観測でガスの運動を測定することで, 力学的にブラックホール質量を導出することもできるはずである. 実際, 近傍銀河 NGC 7469 では, $[\text{C I}]^3P_1-^3P_0$ 輝線で得た速度場を解析することで, 光赤外の reverberation mapping 法と整合するブラックホール質量を得ることに成功している (Nguyen et al., 2021).

表 4.3: $z = 2$ での C/CO 輝線強度比を用いた診断に関連する観測量の予想

輝線	静止周波数	予想強度	仮定・コメント
$[\text{C I}](1-0)$	492.161 GHz	1.0 Jy km s ⁻¹	$\text{SFR} = 500 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ と NGC 7469 の強度比を仮定 ^a
CO(3-2)	345.796 GHz	1.0 Jy km s ⁻¹	$\text{SFR} = 500 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ と NGC 7469 の強度比を仮定

^aIzumi et al. (2020); kpc スケールでの測定. 銀河系の α_{CO} を仮定してガス質量は推定した.

将来の衛星観測とのシナジー: AGN の存在を確定させる最も信頼性の高い方法の一つは, AGN から生じる硬 X 線放射の直接検出だろう. よって, これまで述べたサブミリ波帯での研究手法で構築したクエーサー前駆体サンプルを, 高感度 X 線衛星でフォローアップ観測して埋もれた AGN の存在を確定させることも重要な研究となる. LST の活躍が期待される 2030 年代以降では, Athena 衛星 (ESA; L-class ミッション), Lynx 衛星 (米国で構想中), FORCE 衛星 (日本で構想中) 等が活躍する可能性があり, LST との強力なシナジーを打ち出すべきだと考える. 単に LST で検出した天体をフォローアップするだけでなく, たとえば Athena 衛星の Wide Field Imager (WFI) の広域探査能力を活かして, “Athena × LST” なディープフィールドを構築することも, 埋もれた AGN・クエーサー前駆体を発掘する観点で魅力的なサイエンスだろう.

また, 赤外線帯の連続波データを加えて埋もれた AGN 候補天体を絞り込むことも有力なサイエンスケースとなりうる. 図 4.5 に示すように, AGN はその周囲のダストを高温まで加熱し, 顕著な中間赤外線連続波を放つことが知られている. よって, 主に星形成活動由来である静止形遠赤外線放射を LST で検出しつつ, それと同等の明るさの静止形中間赤外線放射の有無を調べるのが強力な手段となる. ここで, 静止形 10 μm 程度の高温ダスト放射は $z \sim 6-7$ 天体の場合は $\sim 70-80 \mu\text{m}$ の遠赤外線帯に赤方偏移する. たとえば, 2030 年代半ばの打ち上げを目指して検討が進む Origins 宇宙望遠鏡の観測波長は 3–600 μm である. 現在のファクトシート¹によると, $\sim 100 \mu\text{m}$ で

¹<https://origins.ipac.caltech.edu/download/MediaFile/152/original>

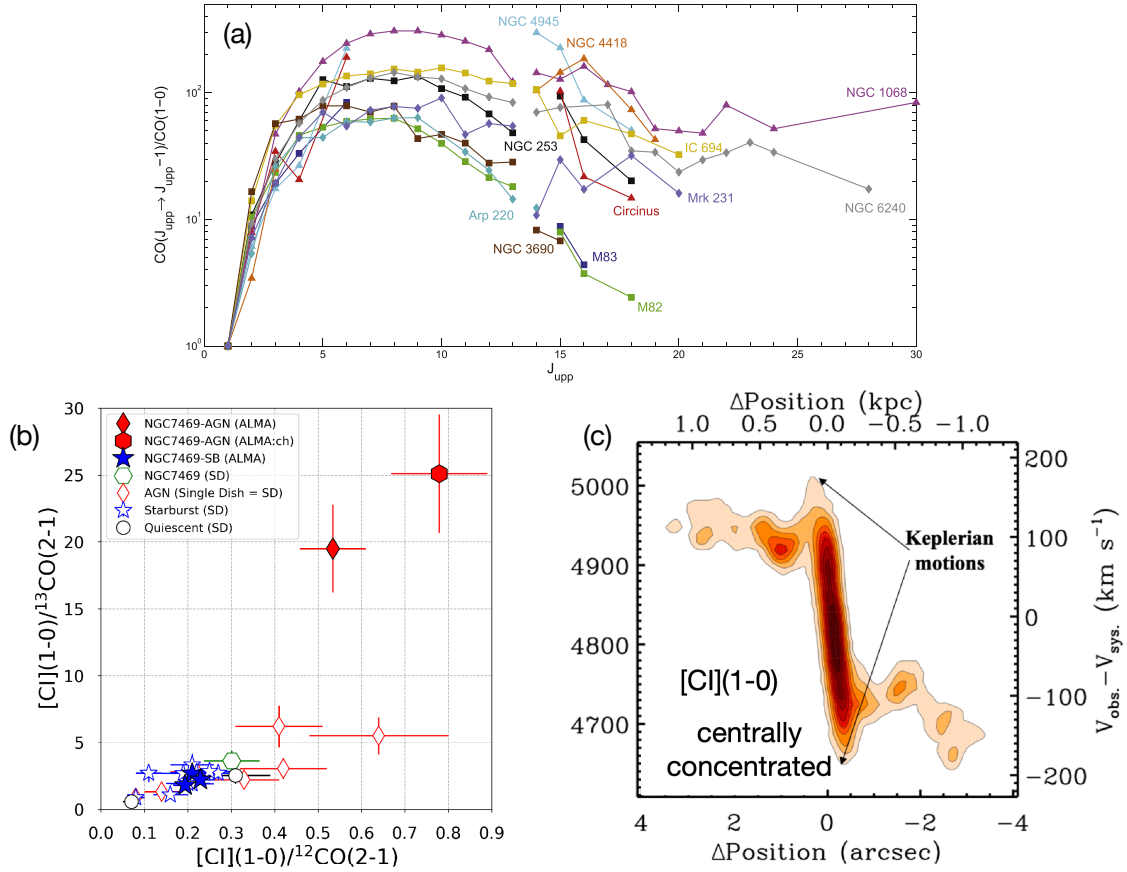


図 4.4: (a) 近傍銀河で観測された CO Spectral Line Energy Distribution (CO-SLED) の例 (Mashian et al., 2015). NGC 1068 や NGC 6240 や Mrk 231 といった AGN 天体は, M82 や M83 といった星形成銀河に比べてより高い回転準位までよく励起されていることが見て取れる. (b) $[\text{C I}]/\text{CO}$ 強度比 (輝度温度単位) を用いた AGN vs 星形成の熱源診断図 (Izumi et al., 2020). 赤が AGN, 青が星形成銀河, 黒は静的な銀河を示す (塗りつぶしは干渉計観測, それ以外は単一鏡観測に基づき測定). 干渉計で AGN 周辺を選択的に観測すると, 著しく高い強度比が確認され, これを逆手に使った AGN の発掘も可能だと期待できる. (c) 近傍銀河 NGC 7469 における $[\text{C I}]^3P_1-^3P_0$ 輝線観測で得た位置-速度図 (Nguyen et al., 2021). XDR の効果で AGN 周辺に $[\text{C I}]$ 放射が集中しているため, ブラックホール重力に起因するケプラー回転の検出をしやすい. ©AAS. Reproduced with permission.

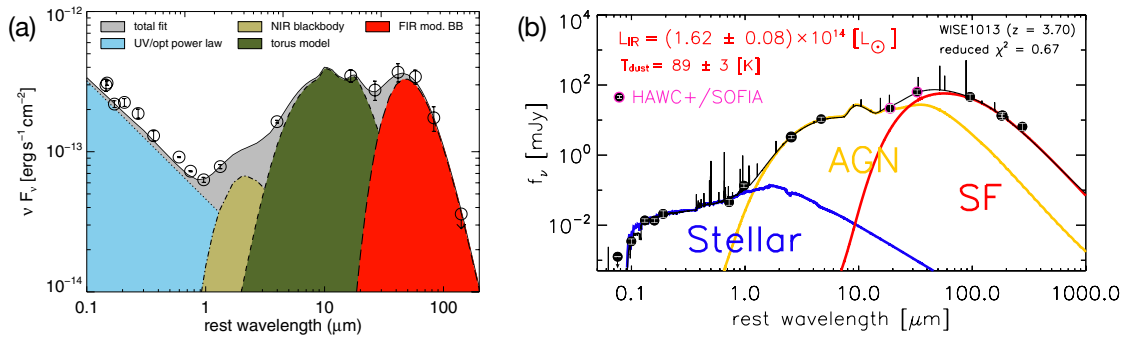


図 4.5: (a) $z = 5.03$ のクエーサー J1204–0021 の SED とその成分分離の例 (Leipski et al., 2014). 星形成活動が担う遠赤外線放射に加えて, AGN トーラスに起因する明るい中間赤外線放射が確認できる. 埋もれた AGN の場合は, こうした長波長放射は検出できる一方で, 紫外線から可視光線の短波長放射は見えなくなると期待される. (b) $z = 3.7$ の超高光度赤外線銀河 WISE J1013+6112 の SED とその成分分離 (Toba et al., 2020). ダスト減光により短波長放射は弱い一方で, 赤外線放射は非常に明るく, AGN 由来と星形成由来の 2 つの成分が確認できる. ©AAS. Reproduced with permission.

はおよそ 10 時間ほどで, 1 deg^2 の広域にわたり $5\sigma = 10^{-19} \text{ W/m}^2$ の高感度を達成できる ($R = 300$ のグレーティング分光モードの場合). よって, LST と Origins の共同観測領域を作ることで, 連続波 SED に基づいた埋もれた AGN 候補の探査が大幅に進むと期待できる.

4.2.2 銀河形成期における AGN 母銀河のダスト

宇宙に存在するダスト (固体微粒子) は, 星や銀河の形成・進化の理解に欠かすことのできない構成要素である. 活動銀河核 (AGN) にとってもダストは極めて重要であり, 中心核に普遍的に存在する超巨大ブラックホール (Supermassive black hole, SMBH) への質量供給源となり得ることから, 特に初期宇宙における SMBH 成長にとって重要な役割を果たしてきたと考えられている (e.g., Ishibashi 2021; Park et al. 2022). また, AGN を宿す銀河 (母銀河) に付随するダストは母銀河の星形成史 (化学進化史) をコントロールする重要要素の 1 つであり, 銀河と SMBH の共進化の理解に欠かせない (第 2.1.3 節も参照のこと). ここでは LST の多色連続波カメラを想定し, LST 稼働開始までに見つかる期待される赤方偏移 $z > 7$ にある AGN の ミリ波・サブミリ波のフォローアップ観測について記述する.

すばる望遠鏡の主焦点カメラ Hyper Suprime-Cam (HSC: Miyazaki et al. 2018c) による戦略的観測データ (HSC-SSP: Aihara et al. 2018b) を用いた AGN 探査 (e.g., Matsuoka et al. 2016) をはじめ近年の可視光・赤外線域における大規模探査の成功により, 赤方偏移 (z) が 6 を超えるような AGN (主にクエーサーと呼ばれる AGN の中でも明るい種族) も既に 200 個以上見つかった (Inayoshi et al. 2020, and references therein). 地上 8-10m 級望遠鏡による近赤外線追観測や, サイエンス観測を開始した James Webb Space Telescope (JWST) の活躍により, 遠方宇宙における SMBH の性質 (BH 質量やエディントン比) や母銀河の星質量, そして銀河と SMBH の共進化の理

解は飛躍的に進むと期待できる (e.g., [Ding et al. 2022](#); [Habouzit et al. 2022](#)) (Section 4.2.1 も参照のこと).

一方で, 遠方宇宙 ($z > 5$) における AGN 母銀河に付随するダストの温度, 質量, 組成については, ハーシェル宇宙望遠鏡やアルマ望遠鏡の登場により一部の天体については理解が進みつつある²が (e.g., [Venemans et al. 2018](#)), 観測装置の感度不足や, ダスト温度 (T_{dust}) と質量, 放射率 (β) の縮退のため (後述) AGN 種族全体の理解には至っていない. 例えば, [Leipski et al. \(2014\)](#) では, SDSS で発見された明るいクエーサー 69 個に対し, ハーシェルによる系統的な遠赤外線追観測を実施した. しかし, 分光測光撮像装置 (SPIRE: 観測波長 = 194–672 μm) で受かった天体は 17% (12/69) ($z > 6$ で受かった天体はわずか 3 天体) に留まり, SED 解析によりダスト温度が求まった天体は わずか 8% (6/69) ($z > 6$ では 1 天体のみ) であった. また多くの場合, ダスト放射 SED を抑えるための十分な撮像データ点がなく (1-2 データ点ほど), ダスト質量を算出するために, ダスト温度や放射率を仮定するケース (e.g., $T_{\text{dust}} = 47 \text{ K}$, $\beta = 1.6$) が多い. しかし, 近年の多色撮像データ観測により, ダスト温度には大きな分散がある可能性も明らかになりつつあり (e.g., [Li et al. 2020](#)), ダストの性質を赤方偏移の関数として正しく理解する弊害となっている. この問題を解決するために, 高感度および多色のミリ波・サブミリ波観測が必須である.

LST 多色撮像カメラを用いた遠方宇宙における AGN 母銀河に付随するダスト放射の検出可能性を調べるためにまず, [Leipski et al. \(2014\)](#) で報告された 69 個のクエーサー ($5.0 < z < 6.4$) に対して z -band から 1.2 mm までの計 17 個 (上限値のみのデータも含む) の撮像データを用いた SED フィッティングを実施した. 次に, 得られた best-fit SED を 静止系波長で波長ビンごとに中央値を計算することで SED テンプレートを作成した. 作成した SED template に基づくダスト放射検出の検討結果を図 4.6 に示す. Negative k-correction の恩恵で, SDSS で見つかるような明るいクエーサー ($M_{1450} \sim -26.5$, $J_{\text{AB}} \sim 20.0$: 図 4.6 実線) は 14 色同時撮像カメラを用いれば赤方偏移によらず十分に検出可能なことが分かる. 仮に SDSS よりも 10 倍程度暗いクエーサー ($M_{1450} \sim -24.0$, $J_{\text{AB}} \sim 22.5$: 図 4.6 波線) だとしても LST で検出できる可能性が高い. 特に高赤方偏移 ($z > 6$) の天体であれば, そのダスト放射のピーク付近に LST で観測可能な周波数帯が重なるため, 親和性が高い. LST 多色撮像カメラは, 150–650 GHz (0.46–2.0 mm) の周波数帯をカバーできる見込みであり, これが実現すれば上記のサイエンスは実現可能である. Euclid 衛星が狙う $z > 7$ のクエーサー ($J_{\text{AB}} < 24$) の個数密度はおおよそ $0.01\text{--}0.1 \text{ deg}^{-2}$, Roman Space Telescope が狙うより暗いクエーサー ($J_{\text{AB}} < 26.5$) の個数密度は $0.1\text{--}1.0 \text{ deg}^{-2}$ と期待されている (e.g., [Euclid Collaboration et al. 2019](#)). さらに, 現在では初期宇宙における dusty クエーサー (2 型 AGN) はその候補の報告に留まっているが (e.g., [Vito et al. 2019](#); [Onoue et al. 2021](#)), 次世代大型 X 線天文台 Athena ([Barcons et al., 2017](#)) などの活躍によりこの時代には多数発見されているかもしれない (see e.g., [Barchiesi et al. 2021](#)). また, LST 自身も宇宙初期の埋もれた AGN を発見できる可能性を秘めている (Section 4.2.1 参照). 従って, LST は 2020-30 年代に可視光・近赤外域の観測から大量 (数百から数万) に発見されると期待される $z > 7$ のあらゆる

²AGN からの赤外線放射源は主に SMBH を取り巻くダストトラスと AGN 母銀河に付随するダストがある. ダストトラスは静止系近・中間赤外線で輝く一方で, AGN 母銀河に付随するダストは主に静止系遠赤外線域に SED のピークがあらわれる. LST のデータを併用した SED 解析を行うことで, 母銀河に付随するダストからの放射のみを取り出し (SED decomposition) その性質に迫ることができる.

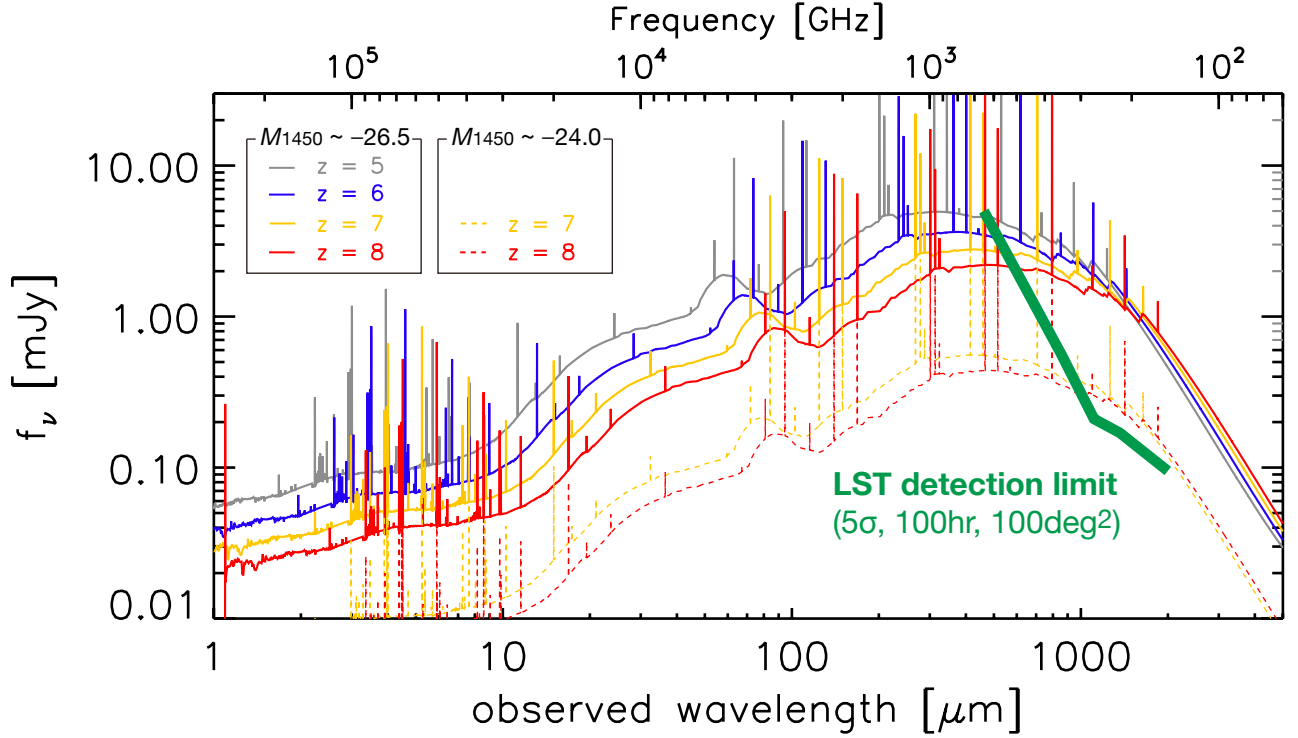


図 4.6: $z > 5$ クエーサーサンプル から作成した SED テンプレート. 実線は高光度 ($M_{1450} \sim -26.5$ mag) クエーサー, 波線は低光度 ($M_{1450} \sim -24.0$ mag) クエーサー. ©AAS. Reproduced with permission.

AGN の母銀河に付随するダストの性質を調べる強力な装置となると期待できる.

温度や質量などダストの基本的な物理量が精度良く測定できれば, ダスト質量関数などの統計量やライン観測と組み合わせることでガス・ダスト質量比の算出が可能となる. ダストは母銀河の星形成史・化学進化と密接関わっていると考えられるため, 得られたダスト質量を $z < 6$ の結果 (e.g., Beeston et al. 2018; Pozzi et al. 2020) と比較することでダスト質量の宇宙進化史が明らかになる. また, ダスト温度や質量を宇宙論的シミュレーションなどを通じた理論からの予測 (e.g., Ferrara et al. 2016; Aoyama et al. 2018b; Lewis et al. 2022; Makiya & Hirashita 2022; Parente et al. 2022) と比較することで, 宇宙の歴史の中で AGN 母銀河のダストがどのように形成・成長し, それが母銀河の星生成活動にどう影響を及ぼしてきたのかを理解したい.

4.2.3 銀河 BH 共進化と環境依存性

銀河団が古い巨大楕円銀河に占められるように, 現在の宇宙の銀河の性質は環境と深く結びついている. なお, 本節は第 2 章「初期宇宙による銀河の形成」の第 2.1.2 節「初期宇宙での環境効果」との関連性が高いので, そちらも参照されたい. CDM 宇宙の宇宙論的数値シミュレーションでは, 宇宙に存在するバリオン・ダークマターの大部分がダークマターハローとそれらをつなぐ網の目 (宇宙網) に分布することが予測されている (e.g., Bond et al. 1996). これらを伝ってハローに流れ込んだガスによって銀河が形成され, 更に銀河同士の合体から巨大楕円銀河へ

と成長していくと考えられている。特に多くの宇宙網が結節する場所では大質量ダークマターハローが形成され、宇宙初期から銀河が成長し (図 4.7), 現在の銀河団へと成長していくと予測されている。こうした遠方の銀河団の祖先=原始銀河団では、ガスが豊富な銀河同士の合体や、宇宙網から大質量ハロー中心へ落ちていく冷たいガス流 (Dekel & Birnboim, 2006) によって効率よく銀河中心にガスが集められ、爆発的星形成が引き起こされると考えられている。銀河中心に急速にガスが集まることで超巨大ブラックホールも銀河と共に急速成長する。星形成によるガスの消費、超新星爆発などによって銀河からガスが吹き飛ばされることで、星形成とブラックホール成長も急激に終わり、その後銀河は受動的に進化し、観測されるような赤い巨大楕円銀河に成長するとされる (銀河ブラックホール共進化, e.g., Hopkins et al. 2008)。したがって、銀河と超巨大ブラックホールの進化において環境は極めて重要な要素だと考えられる。宇宙の星形成率密度、ブラックホール降着率のピークが $z \gtrsim 2$ であること (e.g., Madau & Dickinson 2014), $z > 6$ を超える遠方に超巨大ブラックホールを持つクエーサーが存在すること (e.g., Fan et al. 2003; Matsuoka et al. 2018c) などから、遠方宇宙で銀河・超巨大ブラックホールが急激に成長したことが示唆されている。しかしながら、遠方宇宙で銀河と超巨大ブラックホール、更に環境がどのように進化してきたかは観測的にまだ明らかになっていない。

LST のサブミリ波超広視野・高感度・高面分解能力による遠方宇宙の環境調査と、多輝線観測による隠れた AGN 探査は、超巨大ブラックホール進化と環境との関連の解明に大きな威力を発揮すると期待できる。まずは遠方宇宙

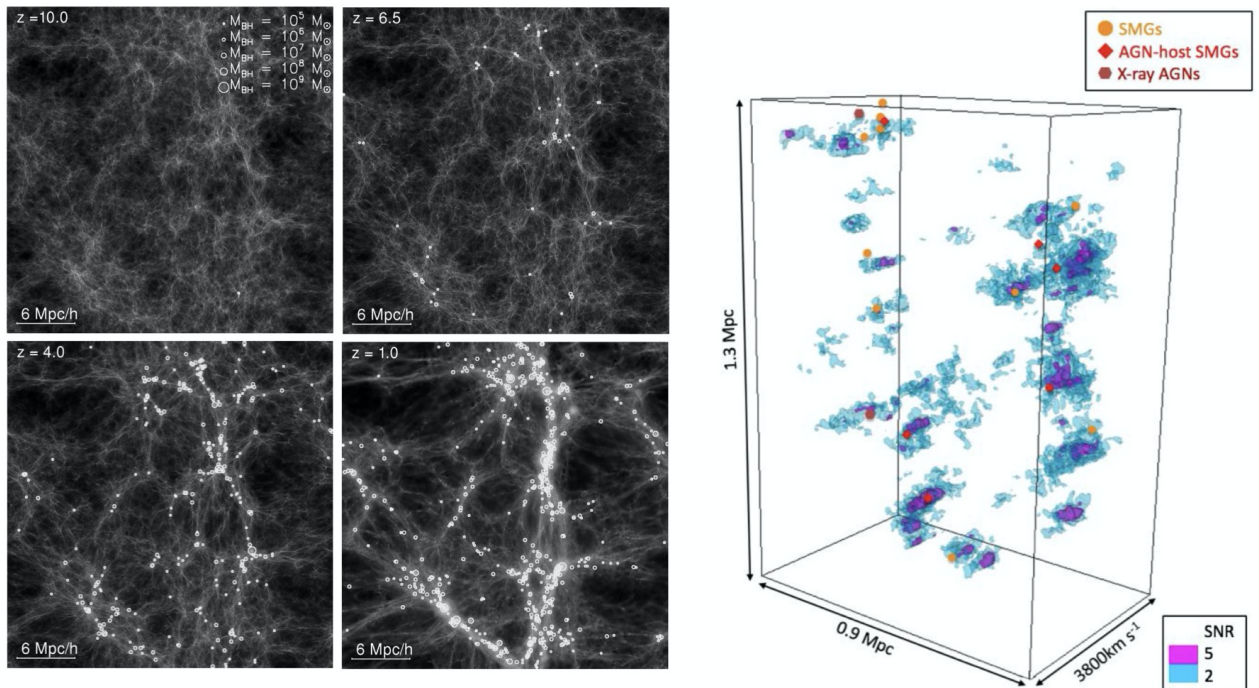


図 4.7: Left: 宇宙論的数値シミュレーションに基づく、宇宙網に沿った超巨大ブラックホール形成の様子 (Di Matteo et al., 2008). Right: 赤方偏移 $z = 3.1$ の原始銀河団中心部の様子 (Umehata et al., 2019). $\text{Ly}\alpha$ 輝線でトレースされた帯状のガス分布に沿って活発な星形成銀河や AGN が分布しているが、これらのほぼ全てが現状の可視光探査で同定することはできない。

の高密度環境, つまり原始銀河団は主には可視光で探査されてきたが (e.g., Toshikawa et al. 2018b), 原始銀河団におけるダストに埋もれた活発な星形成銀河の超過も知られており (e.g., Umehata et al. 2019), 赤外線での系統的な遠方宇宙環境調査の重要性が示唆されている. 原始銀河団の面密度は約 $1/\Delta z \text{ deg}^2$ ($\Delta z \sim 1$), 将来的に銀河団へと成長する領域の見かけの広がりには 10 分角以上に渡ると予測されており (§ 初期宇宙による銀河の形成/初期宇宙での環境効果も参照), 高密度環境を系統的に探査し特徴付けるには 10 平方度以上の広域観測が不可欠となる. また, 可視光探査で選ぶことができるクエーサーとなるのは遠方 AGN の一生の間のごく短い時代に過ぎず (e.g., Hopkins et al. 2005), AGN がクエーサーとなる直前, すなわち超巨大ブラックホールが急激に成長している時代の AGN は深く塵に埋れ, 可視光 (時として X 線でも) での検出は困難だと考えられている (e.g., Hickox & Alexander 2018). ALMA 望遠鏡等による幾つかの原始銀河団や (e.g., Miller et al. 2018b; Umehata et al. 2019), 原始銀河団のスタック解析 (Kubo et al., 2019b) から強い中遠赤外線放射が検出されており, 可視光撮像だけでは検出できない塵に隠された活発な星形成や AGN の密度超過が示唆されている. ハーシェルなど, 従来の広視野赤外線望遠鏡ではコンフュージョン限界により, 個別の暗い天体の同定は困難であった. 更に原始銀河団領域のダスティな星形成銀河は強くクラスターリングしており (e.g., Miller et al. 2018b; Umehata et al. 2019), 密度超過領域の天体を個別に同定し, 銀河面密度を精度よく測るには LST の 4 – 10 秒の角度分解能が必要である. LST 単独, 他観測とのシナジー観測として, 下記が挙げられる.

LST 単独でのサイエンス:

[広域撮像探査による環境の調査] サブミリ銀河の密度超過に基づく原始銀河団の探査及び, それらの分光観測フォローアップによる原始銀河団赤方偏移の推定により, 初期宇宙まで環境を特徴付けることができる. 1 バンドの探査では赤方偏移幅が広く, LST 単独での原始銀河団の同定は困難だが, 150 – 350 GHz 3 バンドを組み合わせた撮像探査を行えば, $z \sim 5$ 以上では $\Delta z/(1+z) < 0.2$ 程度の精度で LST 検出天体の赤方偏移を推定でき (e.g., Casey 2020; Reuter et al. 2020), 原始銀河団を効率よく探査できるだろう. 更に短波長側のバンドが追加されれば, より低赤方偏移の原始銀河団も LST の撮像赤方偏移のみで探査できる. 10 平方度以上, 原始銀河団の密度等のバリエーションも加味するなら 100 平方度級, にわたる星形成率 $\gtrsim 100 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ の銀河の検出感度を要求したい ($z \sim 10$, $F_{850\mu\text{m}} \sim 0.6 \text{ mJy}$ (5σ); § 初期宇宙による銀河の形成/初期宇宙での環境効果参照).

[多輝線分光による隠れた AGN の同定] 更に可視光や X 線だけでは検出できない深く埋れた AGN を探査する. $z = 2 - 3$ 原始銀河団の深い X 線観測では, 10 数天体 (可視近赤外線観測で探査した原始銀河団銀河の 10-数 10%) のセイファート級の AGN が発見されており, 数天体が強い減光を受けていると報告されている (Lehmer et al., 2009; Tozzi et al., 2022). 多くは活発な星形成銀河にホストされていることから, 大部分が LST で検出されることが期待できる. これらは高励起輝線を用いた輝線比を測ることにより AGN として同定することが期待できる (e.g., Rosenberg et al. 2015).

他観測とのシナジー: LST 単独 (150 – 350 GHz 3 バンドの場合) でも原始銀河団探査は期待できるが, ユークリッ

ド望遠鏡, ルービン天文台, ローマン望遠鏡, G-REX 等による可視近赤外線深広域撮像探査を組み合わせた撮像赤方偏移によって近傍から遠方までより高精度に銀河分布を明らかにし, LST によってどこで活発な星形成が起きているか解明することができる. 他波長撮像観測との天体マッチングのためには 10 秒角未満の面分解能が不可欠である. 可視光狭帯域フィルタや IGM トモグラフィーを用いた銀河間ガス分布の探査とも組み合わせ, 宇宙のどこにガスが集まり活発に星形成や超巨大ブラックホールへの降着が起きているか, 環境をより詳細に特徴付けることができるだろう. 更に Athena X 線探査等の大規模サーベイと組み合わせ, より多様な進化フェーズの AGN までくまなく探査し, 環境との関係を調べることを期待できる. 赤方偏移 $z < 2.5$ では地上望遠鏡で輝線診断が可能であり, すばる望遠鏡 ULTIMATE による広視野高精度多天体分光観測や補償光学撮像による AGN 同定も期待できる.

4.2.4 平均的なスピンパラメータの制限

遠方宇宙に存在する AGN が銀河中心の超巨大ブラックホールによってエネルギーが供給されているならば, 現在の宇宙に存在する普通の銀河 (天の川銀河やその他の近傍銀河) には「静かな」超巨大ブラックホールが存在するはずである. この説は, 提唱者名に由来して, 「Soltan argument」 (Soltan, 1982) と呼ばれている. Soltan argument の肝は, 遠方宇宙に存在する AGN と現在の宇宙に存在する静かな超巨大ブラックホールが密接に結びついている点であり,

$$\dot{\rho}_{\text{BH}}(z) = \frac{1-\epsilon}{\epsilon c^2} \int L_{\text{AGN}} \phi(L_{\text{AGN}}, z) dL_{\text{AGN}} \quad (4.1)$$

と表現することができる. 右辺の $\phi(L_{\text{AGN}}, z)$ は, 赤方偏移 z において単位体積あたりに存在する AGN の数を明かさ (L_{AGN}) の関数として表したものであり, 光度関数と呼ばれる. 左辺は赤方偏移 z における, ブラックホール降着率密度 (black hole accretion rate density over cosmic time) である. つまり, AGN の光度関数を宇宙誕生から現在まで積分することで, 現在までにブラックホールに降着した全質量 ($\rho_{\text{BH},0}$) を予測することができる. $\rho_{\text{BH},0}$ は現在の宇宙の観測から決定することができ, Shankar et al. (2009) では, $\rho_{\text{BH},0} = 3.1_{-0.8}^{+1.0} \times 10^5 M_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$ と計算されている. 式 (1) に戻ると, AGN の光度関数と $\rho_{\text{BH},0}$ を結びつけているパラメータは, 放射効率 (ϵ : radiative efficiency, ブラックホールに吸い込まれるガスの重力エネルギーが効率よく放射エネルギーに変換されるかどうかの指標) である. 標準的な理論では, $\epsilon \approx 0.06 - 0.20$ 程度であると考えられている (Novikov & Thorne, 1973) が, 観測的に直接測定することはできない. 一方で, 式 (1) が意味しているのは, Soltan argument に従うと, 放射効率はブラックホールのスピンに依存すると考えられるので, AGN の光度関数と近傍宇宙でのブラックホール密度を観測的に決定することで, スピンパラメーターを見積もることが可能ということである.

ここまで, 「AGN の光度関数を決定することで, 宇宙全体で平均的なブラックホールスピンを推定することができる」ということを説明した. LST の他を凌駕する遠方天体の探査能力は, AGN の光度関数決定において非常に強力である. 特に, 可視光の大規模探査で見つからないような, 星間ダストに隠された AGN の同定が可能となる.

図 4.8 に示したように、ハーシェル宇宙望遠鏡 (遠赤外線観測) から $z \sim 3$ までは光度関数に制限が付いているものの (Delvecchio et al., 2014), さらに遠方に関しては観測限界に至っている. LST によるミリ波帯での大規模な遠方銀河探索から $z > 3$ での AGN 光度関数を決定する. 例えば, ハーシェルで見積もられた AGN 光度関数を用いると, スピンパラメータ $a \approx 0.7$ 程度と見積もられている (ブラックホールが自転していない場合は $a = 0$, ブラックホールが極限まで自転する場合には $|a| = 1$). 仮に, LST 観測で AGN 光度関数がハーシェルで見積もられたものよりも 2 倍大きくなると, $a \approx 0.9$ となる. ブラックホールスピンは, 質量・電荷とともに, 超巨大ブラックホールの誕生と進化のメカニズム解明に重要なパラメータである. 例えば, ブラックホール合体によって超巨大ブラックホールが成長するシナリオでは, 小さなスピンパラメータが予測されている. 一方で, ガス降着によるシナリオでは降着した物質が BH の質量を 2 倍にするまでの間に角運動量ベクトルを維持できるかどうかによって, 高速回転する SMBH と超低速回転する SMBH に分かれる (Moderski & Sikora, 1996; Volonteri et al., 2005; Reynolds, 2013). さらに, スピンパラメータの測定は宇宙ジェットのような爆発現象の発生メカニズム解明にも重要である (Blandford & Znajek, 1977; McKinney et al., 2012). そのため, Event Horizon telescope (EHT) を用いたブラックホールシャドウの高分解能観測や重力波検出を元にスピンパラメータの計測が試みられている. LST による AGN 光度関数の決定によるスピンパラメータの見積もりは, これらの大規模プロジェクトに匹敵する重要課題である.

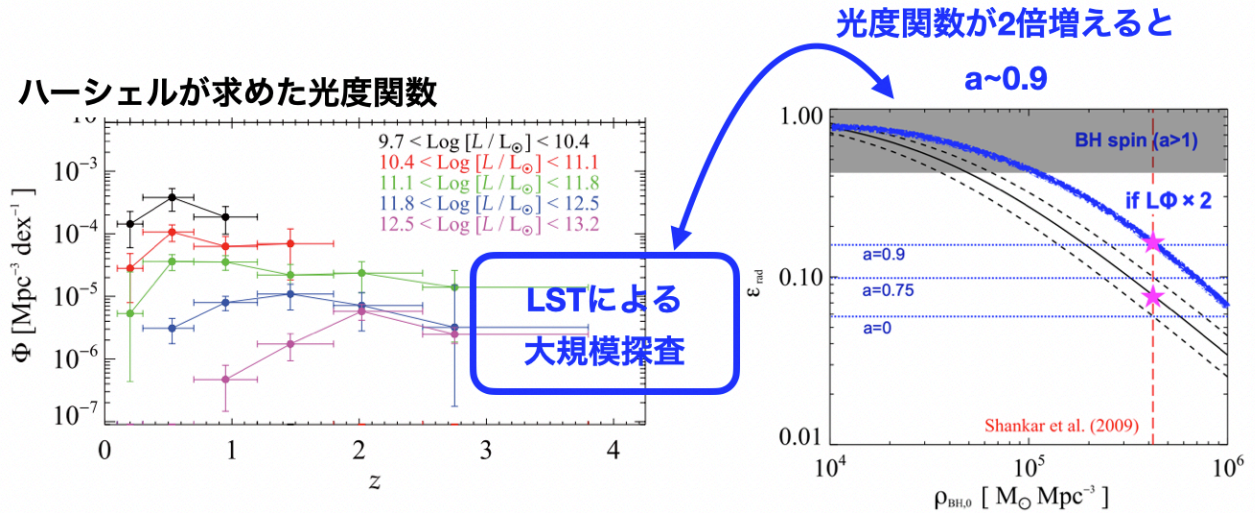


図 4.8: 図は, Delvecchio et al. (2014) を改訂. 左図は $\phi(L_{\text{AGN}}, z)$ を各光度毎に赤方偏移の関数として示したもの. 図に示す通り, $z > 3$ ではハーシェル宇宙望遠鏡の観測では制限できない. LST の網羅的な AGN 探索により, 高精度に AGN 光度関数を制限することができ, スピンパラメータの測定が可能となる.

4.3 近傍・局所宇宙におけるブラックホール

4.3.1 AGN で見られるミリ波超過成分

活動銀河核は、電波からガンマ線に至るまで、幅広い帯域でエネルギーを放射する。そのエネルギー分布を成分分解することで、X線コロナ ($\lesssim 10^{-5}$ pc), 降着円盤 ($\sim 10^{-5}$ – 10^{-3} pc), 塵トラス ($\sim 10^{-1}$ – 10 pc), ジェットといった中心核の構造の理解が進んできた (例えば [Ramos Almeida & Ricci, 2017](#)). しかし、そのような中、ミリ波帯域については、母銀河から混入光や望遠鏡の感度の制限もあり、他の波長に比べてあまり研究されてこなかった。ミリ波放射の候補として単純には、赤外線で卓越するダストから熱放射や、センチ波で見られているシンクロトン放射からの寄与などが考えられるが、実際のところ、それらの外挿では説明できない超過成分が、いくつかの AGN で報告されている。例えば、[Behar et al. \(2015\)](#) は、電波放射の比較的弱い AGNs に対して、2–5 arcsec の CARMA 観測を用いて超過成分を観測、報告している (その他 [Antonucci & Barvainis, 1988](#); [Barvainis et al., 1996](#), も参照)。より最近の結果として、[Inoue & Doi \(2018\)](#) は、ALMA を用いて複数の波長帯で高空間分解能観測することで、母銀河の放射をできるだけ取り除いた SED を作成し、シンクロトン放射のスペクトルと突き合わせた。その結果、シンクロトン放射領域サイズが X線コロナの放射領域程度であり、かつ放射領域の磁場強度が数十ガウス程度あることや、であれば超過成分を説明できることを報告している (その他 [Inoue et al., 2020](#), も参照)。これらの結果は、異なる放射機構の電波を捉えられる多数のバンドの観測から BH 近傍の磁場を制限できる可能性を示している。

磁場は、AGN を理解するうえで極めて重要な物理量である。というのも、BH 周りのガス円盤から角運動量を抜き質量降着に必要な粘性の起源として、磁気回転不安定性 (差動回転円盤内部で磁力線を通じてガスが角運動量を輸送) が一般には考えられているからである。また磁場は、スピントともにジェットの形成にも重要であると考えられている。しかし、観測的には、ほとんど制限はつけられてこなかった。そのようななか、上述のとおり、ミリ波観測によって、そのミッシングピースを埋める可能性がある。

LST のとくに広い周波数をカバーした多色撮像は、ミリ波超過成分の検出、理解を推し進めるポテンシャルがある。これまでの観測から示唆されているように、数日スケールでミリ波における非熱的放射は変動する可能性があり、観測的にも報告されている ([Behar et al., 2020](#))。したがって、ALMA は感度や空間分解能で LST に勝るとも、全バンド同時観測ではないため、時間変動の不定性が残ったスペクトルしか基本的には得られない。その点、LST による多バンド同時撮像データは、それらを克服し、極めて価値がある。LST のビームサイズは、約 4–10 秒角であり、母銀河からの強い混入光が考えられるが、過去の CARMA 研究結果 ([Behar et al., 2020](#)) を考えれば、十分に超過成分を検出できる可能性がある。

図 4.9 左に示す通り、LST は一時間で、有意水準 20σ 以上で 300 Mpc までであれば、AGN の超過成分が検出できる見込みである。右図では、Swift/BAT 硬 X線カタログに記載された AGN のブラックホール質量と X線光度についての分布を、距離で色分けしつつ示している。図で見られるように、距離 150 Mpc \sim 300 Mpc の天体は、

$10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ を超える明るいものの主な AGN になる。つまり, LST の感度をもってすれば, 近傍の暗い天体だけでなく, 明るく Eddington 比が比較的高い天体も含めて統計的な議論が可能になる。

4.3.2 時間変動から探るダストに埋もれた近傍 AGN の探査

AGN は, 統一モデルによれば, 中心エンジンを取り囲むようにダスト・ガスが分布していると考えられている。このような構造は便宜上, しばしば塵トーラス ($\sim 10^{-1}$ – 10 pc) と呼ばれる。また, 銀河合体などによって中心に効率的にガスが輸送された場合には, 急激な SMBH への質量降着が起き, そのような時期は, 特に分厚いガスの層が SMBH を取り囲んでいると考えられている。つまり, AGN の性質を議論するためには (例えば, トーラスの幾何学的構造, 進化段階), 吸収に対して無バイアスなサンプルが極めて重要である。

AGN の探査は古くから, 様々な波長で行われてきており, 現在, 硬 X 線 ($> 10 \text{ keV}$) 帯域での Swift/BAT のよる全天サーベイがバイアスの極めて小さいサンプルを提供している。しかし, 近傍の宇宙でも (e.g., $< 50 \text{ Mpc}$), 実は Swift/BAT では受かっていないような Compton-thick レベル ($\sim 10^{24} \text{ cm}^{-2}$) の吸収を受けた天体が見落とされている (例えば, NGC 4968; LaMassa et al., 2017)。つまり, 硬 X 線でもなお AGN の全容は近傍ですら明かされていない。そこで, より吸収に対してバイアスの小さいミリ波帯観測が, 硬 X 線によるサーベイとは独立に, ミリ波での完備なサンプルを提供できる可能性がある。実際, 高い分解能 ($< 200 \text{ pc}$) で観測された **ミリ波での光度と AGN X 線光度** **ミリ波と X 線での光度** には強い相関が知られており (Kawamuro et al., 2022), ミリ波観測には, AGN の

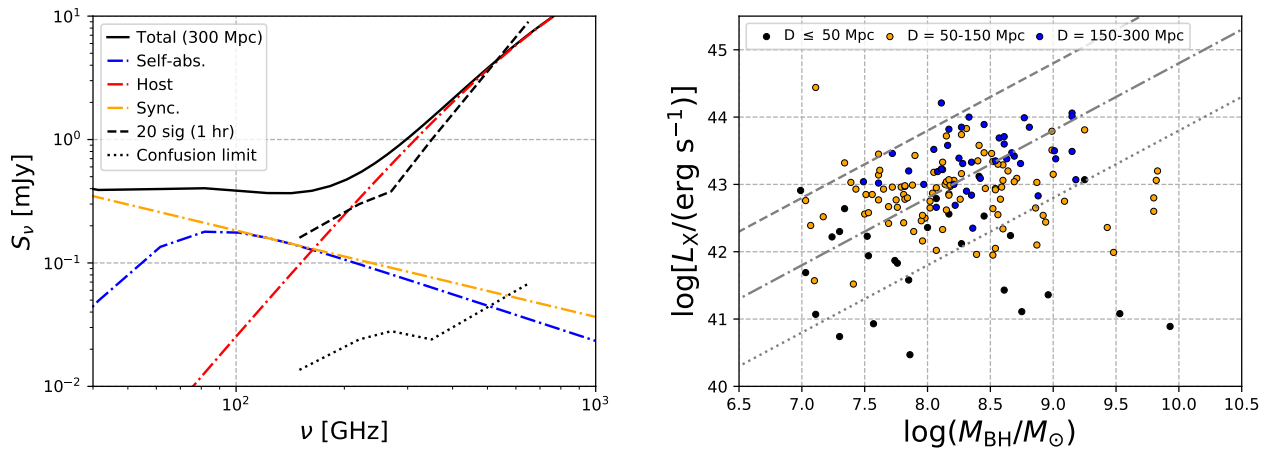


図 4.9: 左図: IC 4329 A を 300 Mpc に置いて観測した場合の SED. シンクロトロン放射 (オレンジ) は, FIRST サーベイの 5 秒角のデータを用い (White et al., 1997), スペクトル指数 0.7 の冪関数を仮定している。一方で, 熱放射成分 (赤) は, Ichikawa et al. (2019) で得られている母銀河スケール ($> 12 \text{ 秒角}$) の赤外線データで得られた銀河の SED モデルである。シンクロトロン自己吸収成分は, Inoue & Doi (2018) で求められたものである。一時間での LST の 20σ 相当の各バンドでの感度と 1σ の混入限界を黒破線と黒点線で示している。右図: Swift/BAT 硬 X 線カタログで検出された AGN で, その中で, ブラックホール質量が求まっているものをプロットしている。距離に応じて, 色分けしている。また, 線は, 上から $\lambda_{\text{Edd}} = 0.1, 0.01$, そして 0.001 に相当する。

選択能力がある。LST での分解能では、強い母銀河からの混入光が考えられるが、特に時間変動に着目することで、それを克服できる可能性がある。事実、約 2 週間の時間スケールで X 線がミリ波放射を追従する形での変動も示唆されており (Behar et al., 2020), 同様の時間スケールのケーデンスで、第 4.3.1 節の議論を参考に、300 Mpc 程度まで明るい AGN については検出できる可能性がある。

LST は、その広い視野から、高いサーベイ能力を持つ。母銀河成分が支配的である ~ 600 GHz と X 線光度と相関する ~ 230 GHz をカバーした広帯域多バンド撮像により、変動がない母銀河成分を標準光源とすることで、異なる時期での観測でも、より低周波数の放射について、極めて不定性の少ないフラックス変動探査が可能である。ALMA と比較して、広い視野、多バンド同時撮像、そして、干渉計のように時期に応じたベースラインの変化が無いことで、LST は、時間変動に着目した無バイアス AGN サーベイ望遠鏡として、極めて有用であることがわかる。

4.3.3 Changing-look AGN に同期したミリ波放射

AGN は、広い線幅 ($1000\text{--}20000\text{ km s}^{-1}$) の輝線を示すものとそうでないものに分類され、type-1 と type-2 と大別される (Seyfert, 1943). AGN 統一モデル (Urry & Padovani, 1995) では、その違いは、広輝線領域 (BLR: broad line region) の周りに分布するダストがその領域を観測者から隠すか否かで説明される。そのような中、いくつかの AGN で、スペクトル型が時間変化するものがあり、Changing-look (CL) AGN と呼ばれる (Compton-thin から Compton-thick AGN への変化、またその逆の変化を示した AGN も CL AGN と呼ぶこともあるが、ここでは、広輝線に準じたものだけを考える)。一説として、BLR を覆っているクランプ状のダストが視線上で動いたためと考えられる一方で (例えば Nenkova et al., 2008), 降着率の変化にともなって広輝線放射ガスの電離光である UV や可視光が弱くなったためという考えもある (例えば Noda & Done, 2018). 実際、偏光や赤外線の観測から後者の降着率変化による影響がより普遍的であることが示唆されている (Sheng et al., 2017; Hutsemékers et al., 2019). つまり、これまで特定されている多くの CL AGN は一桁以上にも及ぶ大きな降着率の変化を経験し、結果、SMBH における降着流の状態変化を理解する上で貴重な研究対象と考えられる。

降着流を理解する上で重要なファクターとして、ブラックホール質量、X 線コロナ、そして電波ジェットが存在が、Fundamental plane (Merloni et al., 2003) を考えると、挙げられる。CL AGN は、可視光輝線の有無が確かめられていることから、ブラックホール質量が求められる。また、CL AGN は、よく X 線で追観測がされている。そのような中、電波での観測はまだまだ少ない。それでも、数少ない電波観測から様々な興味深い観測結果や報告がされている。VLBI (1.6 GHz) を用いて、電波ジェットが、X 線や可視光度の増加に伴って生成されたという示唆がある (例えば, Mrk 590; Koay et al., 2016; Yang et al., 2021b). これは、恒星質量ブラックホールで見られる状態遷移と似ている。また、X 線と電波の同時観測から、反相関する電波 (6 GHz) と X 線 (2-10 keV) の放射が発見されており、降着円盤から放出された電離物質が電波周波数での不透明度が増し、自由自由吸収によりフラックスが暗く

なる可能性が議論されている。それ以外の説として、吸収ではなく、同じ電子からの放射で、なんらかの理由でラグが生じているという考えもされている (NGC 2992; [Fernandez et al., 2022](#))。これら変動現象に対して、変動が無いという天体もある (NGC 2617; [Yang et al., 2021a](#))。

このような状況下で、ミリ波帯域の LST での観測は有用な点がある。シンクロトロン自己吸収や電離ガスにより自由自由吸収の影響が、センチ波帯域と比べて小さいことから、SMBH 近傍のより小さな領域での電子の情報が得られる。つまり、CL 現象にまさに付随した、つまり過去の活動性とは関係ない、ジェットから電波放射を観測することが期待される。系統的なサーベイにより、恒星質量ブラックホールのようなジェットを伴う状態遷移が SMBH においても見えるのかを議論できるだろう。また、広域サーベイにより、CL AGN に付随するような電波光度変化を、他の波長より先んじて検出できる可能性もある。さらに、干渉計と異なり、ベースラインの時期による変化もないため、ビームサイズの変化を考える必要もなく、モニタリング観測が容易である。この特性により、他の波長との長期に渡る同時観測からミリ波放射の領域への制限や起源の解明が期待される。

4.3.4 シンクロトロン自己吸収をもちいたブレーザー放射領域と磁場の決定

ブレーザーとは活動銀河核に付随する相対論的ジェットが観測者方向に向いているため、相対論的ビーミング効果で、多波長・多粒子で明るく輝き、激しい時間変動を伴う天体である。ガンマ線や高エネルギーニュートリノも伴うため、ブレーザーの多波長・多粒子スペクトルの理解は、活動銀河核ジェットという粒子加速器における粒子加速機構解明や超高エネルギー宇宙線・高エネルギーニュートリノの起源解明にも繋がり、マルチメッセンジャー天文学における重要なテーマの一つである。

すでに、フェルミガンマ線衛星によって数千のブレーザーが観測され、その多波長スペクトルは系統的にも広く研究されている ([Ghisellini et al., 2017](#))。これらの多波長観測の結果から、放射スペクトルは電波 X 線帯域はシンクロトロン放射が卓越し、X 線 ガンマ線帯域は逆コンプトン放射が卓越することも知られている。しかしながら、ミリ波での多周波高感度観測が必要であるため、ミリ波での観測はこれまで大きく進展がなかった。

このミリ波帯域にはブレーザー放射領域のシンクロトロン自己吸収周波数が現れることが期待される ([Nalewajko et al., 2014](#))。したがって、LST の広帯域高感度観測が達成できれば、これまでの赤外線からガンマ線データによる多波長スペクトルフィッティングよりもブレーザー放射領域のサイズや磁場を精度よく制限することが可能となる。さらに、図 4.10 ブレーザーの典型的 SED に基づいて期待される電波フラックスを予想すると、LST の広帯域感度が達成できれば ~ 5 といった遠方ブレーザーも十分検出可能となる。ブレーザーの遠方宇宙における進化は未だわかっておらず ([Toda et al., 2020](#))、LST による遠方まで広がるブレーザーのスペクトル観測はマルチメッセンジャー天文学における重要天体の放射機構・宇宙進化の理解を大きく推進してくれることが期待される。

4.3.5 X線連星を用いたジェット構造・ガス降着–ジェット噴出の関係性の理解

ブラックホール X 線連星 (black hole X-ray binary: BHXB) は、星質量 BH と恒星の近接連星系である。恒星から BH へのガス供給により、AGN と同様に、BH 周囲に形成された降着円盤から強い電磁波が放射され、ジェットの噴出も見られる。超巨大 BH の活動が周囲に与える影響や、銀河と超巨大 BH の共進化を理解するためには、BH 降着流・噴出流の物理を基礎過程レベルで理解することが必須だが、そのために BHXB は重要な観測対象である。BHXB は AGN に比べて発見数は少ないものの、距離が近く質の良いデータが得られるため、AGN と相補的な役割を果たせる。とりわけ大きなメリットは、超巨大 BH に比べて BH サイズが圧倒的に小さく、下に示すように人間の時間スケール（数年以下）で非常に大きく変動するため、AGN では直接観測することが難しい変動現象を調査できることである。BHXB のミリ波放射はジェットからのシンクロトロン放射が主たる起源であり、その観測から、ジェット構造やその変化を捉えることができる。

X 線などによる観測から、天の川銀河内に候補天体も含めて数十個程度の BHXB がこれまでに見つかったが、そのほとんどはトランジェント天体である (Tetarenko et al., 2016; Corral-Santana et al., 2016a)。これらは普段は X 線で非常に暗く、とつぜん大増光（アウトバースト）を引き起こし、数日から数週間程度で数桁以上明るくなる。その後、数カ月～数年ほどかけて減光し、元の状態に戻る (Tanaka & Shibazaki, 1996)。X 線は降着ガスの重力エネルギーの開放により放射され、その光度は質量降着率を反映している。つまり、増光中の BHXB をモニタすれば、降着円盤の構造やジェット噴出のしくみを幅広い質量降着率にわたって直接調べることができる。

BHXB は、アウトバースト中に劇的な状態遷移を引き起こすことが知られている (Miyamoto et al., 1991; Mc-

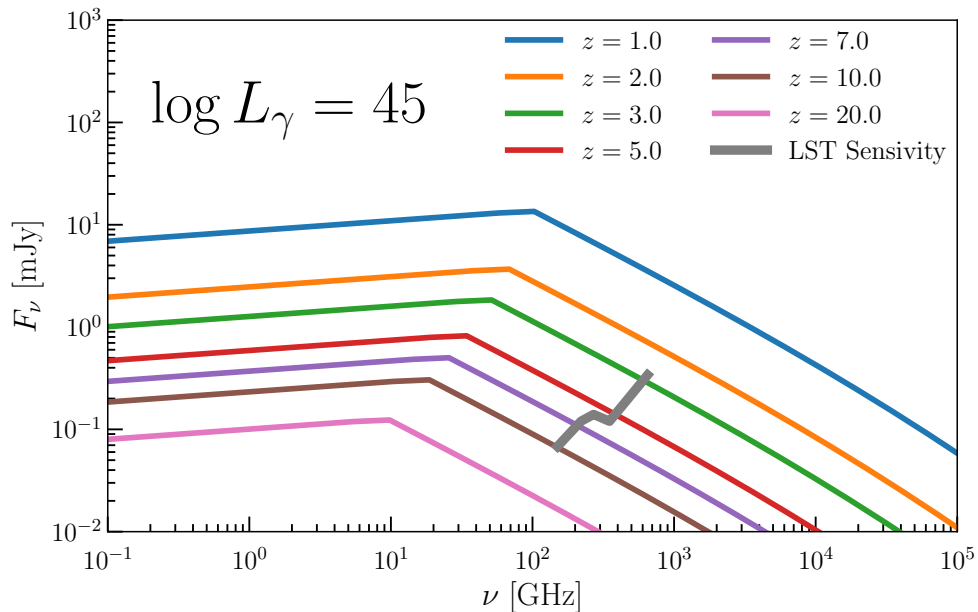


図 4.10: プレーザーの典型的 SED (Ghisellini et al., 2017) に基づく各赤方偏移での電波帯域予想スペクトル。ガンマ線光度 $10^{45} \text{ erg s}^{-1}$ を想定。灰色線が LST 予想感度。

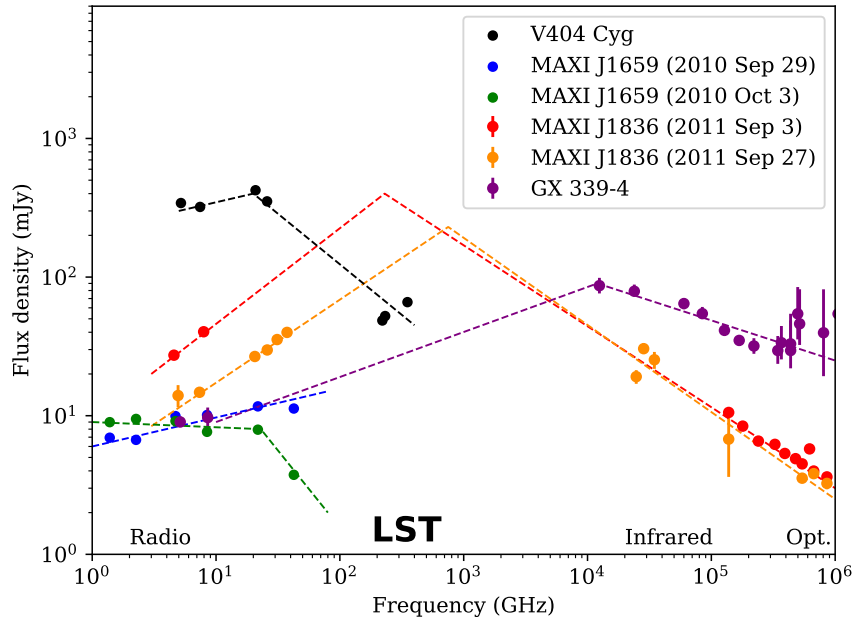


図 4.11: low/hard 状態における BHXB の電波 ~ 可視光 SED の例. 出典: Tetarenko et al. 2017 (V 404 Cyg), Russell et al. 2013 (MAXI J1836–194), van der Horst et al. 2013 (MAXI J1659–152), Gandhi et al. 2011 (GX 339–4). 各 SED に broken power-law モデルを適用した結果を破線で示した. 可視光領域では, 降着円盤外縁部からの放射が超過成分として顕著に見られる場合がある.

(Clintock & Remillard, 2006; Done et al., 2007). 質量降着率が低い (X 線で暗い) 時期には, 降着円盤は放射冷却が非効率で高温の状態にあり (電子温度で $\sim 10^9$ K, イオンの温度はさらに高い可能性がある), 急増光にともない, 黒体放射が卓越し放射冷却により 10^7 K 程度まで冷えた, 幾何的に薄い「標準円盤」に遷移する. これらの状態は, 観測される X 線の特徴からそれぞれ「low/hard 状態」, 「high/soft 状態」と呼ばれており, 状態遷移は数日から 1 週間程度の短い時間で起こる. ジェット噴出やジェット構造も, この降着円盤の状態に強く関連していることがわかっている (Fender et al., 2004). low/hard 状態では, ジェット起源とされる, 大きさ数ミリ秒角 (数十 AU) 以下のコンパクトな電波コアが常に観測され, 定常的に小規模なジェットが噴出していることがわかっている. 一方, high/soft 状態に遷移すると, 電波が検出されなくなり, ジェットが停止することが示唆される. また, この high/soft 状態への遷移にともなって, 数秒角 ~ 数十秒角にわたって噴出する大規模な相対論的ジェットが観測されることもある (Mirabel & Rodríguez, 1994).

図 4.11 に, low/hard 状態における, BHXB の典型的な SED を示した. 図に見られるように, 電波 ~ 可視光帯域の SED 形状は, 折れ曲がりを持つべき型成分で特徴づけられ, これはジェットからのシンクロトロン放射起源とされている. ジェットのシンクロトロン放射のスペクトルは, ミリ波 ~ サブミリ波帯域付近で break を持ち, これはジェットの根元でのシンクロトロン自己吸収が効きはじめる境目の波長を反映していると考えられる (Corbel & Fender, 2002). この break の周波数と放射光度は, 磁場や放射領域のサイズ, ジェット中の電子の運動エネルギーの分布などにより決定される. したがって, LST での多バンド同時観測により, break の周波数と光度を測定する

ことができれば、BHXB ジェットの根元部分の構造についての重要な物理パラメータを推定できる。さらに、この観測を増光開始後から状態遷移の期間まで継続的に実施することで、定常ジェットの構造変化や大規模な相対論的ジェットに変化する仕組みを調べることができる。増光期は、電波光度や X 線スペクトルが数日程度（状態遷移期には数時間程度）の時間スケールで大きく変化するため、LST の高感度同時観測の能力が威力を発揮する。このような SED を用いたジェットの根元の物理パラメータの推定は、いくつかの天体で行われている（例えば [Shidatsu et al., 2011, 2018](#)）。しかしながら、スナップショット的な観測が多く、観測装置の機動性や長期間の利用が要求されることもあり、密なモニタ観測により、増光に伴う変化を調査した例はほとんどなく、ミリ波・サブミリ波帯域での観測例は特に少ない。

BHXB の増光の時期は予測が困難であるため、X 線などでの増光の検出をトリガーとする ToO 観測が必須となる。典型的な BHXB では、増光開始からピーク光度付近で状態遷移が起こるまでにおよそ数日～数週間を要する。これを踏まえると、ToO 発動から観測実施までの時間は 1～数日以内であることが望ましく、1～数日間隔（状態遷移の時期は数時間～1日間隔）でモニタできると良い。また、low/hard 状態では、X 線や可視光・近赤外ではスペクトル変化を伴うサブ秒～数時間の変動の激しい変動も見られ（例えば [Gandhi et al., 2008](#); [Casella et al., 2010](#)）、ミリ波 SED も同様に短時間変動を起こしている可能性がある。可能であれば、連続で複数回の多バンド観測を行うことができればさらに良い。図 4.11 のように、シンクロトロン放射の break 周波数は観測時期により大きく変動するため、できるだけ広い周波数帯域での観測が望ましく、電波や赤外線・可視光での同時モニタも重要である。LST では、 10^2 – 10^3 GHz 付近に break が存在する場合にその周波数を推定できるよう、この帯域のできるだけ広い範囲で、3 バンド以上のデータが同時に取得できると良い。典型的な BHXB では、明るい時期には電波 (GHz) 帯域で数 mJy～数百 mJy に達する。近赤外線・可視光では、星間減光量にもよるが、中小口径の地上望遠鏡でモニタ可能である。さらに、X 線でも同時にモニタすれば、質量降着率や降着円盤の BH 近傍の構造とジェットの構造の相関を明らかにすることができる。

さらに、偏波観測を行うことで、ジェットの磁場構造や強度を調べることができる。過去の low/hard 状態での電波や赤外線帯域の観測で、ジェットのシンクロトロン放射が起源と考えられる偏波が 1～5% 程度の偏波率で検出されており（[Han & Hjellming, 1992](#); [Corbel et al., 2000](#); [Russell et al., 2011](#)）、ミリ波でも検出される可能性がある。偏波観測においても、LST の多バンドでの同時観測の能力が重要である。[Blandford & Königl \(1979\)](#) の conical jet model を仮定すると、LST での観測帯域がシンクロトロン放射スペクトルの break より高周波側の場合、ジェットの根元からの光学的に薄いシンクロトロン放射に対応する。このケースでは、複数周波数での偏波観測によりジェットの根元の磁場によるファラデー回転を検出できれば、その磁場強度に制限をつけることが可能である。一方、break 周波数より低周波側（光学的に厚いシンクロトロン放射）の場合、ジェットの様々な領域からの放射の重ね合わせとなる。低周波側ほど BH から離れた領域の放射が寄与すると考えられ、複数周波数での偏波観測により、磁場の空間構造の情報が得られると期待される。さらに、偏波のモニタ観測を行えば、ジェットの磁場構造

の変化も調査できる。

4.3.6 LST を用いたミリ波・サブミリ波 VLBI 観測による近傍ブラックホール探査

国際プロジェクト Event Horizon Telescope Collaboration³によって、近傍銀河 M87 の中心に存在する超大質量ブラックホール M87* の影 (シャドウ) を初めて捉えた 230 GHz 帯の画像が 2019 年 4 月に報告されたことは記憶に新しい (EHT Collaboration et al., 2019a,b,c,d,e,f). Event Horizon Telescope (EHT) は 230 GHz (波長 1.3 mm) 帯, 345 GHz (波長 870 μ m) 帯における現存する主要な電波望遠鏡・干渉計を観測局として結んだ超長基線電波干渉計 (VLBI) の観測網である (EHT Collaboration et al., 2019b). シャドウ撮影に続く形で M87* のブラックホール近傍のプラズマ流の磁場構造を空間分解する偏光画像が報告され (EHT Collaboration et al., 2021a,b), さらに二天体目となる天の川銀河の中心ブラックホール Sgr A* の 230 GHz 帯でのシャドウの撮影も 2022 年 5 月に報告された (EHT Collaboration et al., 2022a,b,c,d,e,f). M87* および Sgr A* の撮影成功から、直接撮像による超巨大ブラックホール近傍の探査という新たな分野が切り拓かれた。現在 EHT Collaboration 内外で EHT の観測データや画像から強重力場下でブラックホール時空の測定や一般相対性理論および様々な重力理論の検証 (e.g. EHT Collaboration et al., 2019e,f, 2021b, 2022e,f; Psaltis et al., 2020; Kocherlakota et al., 2021), そして降着流やジェットなどのプラズマ流の視覚的な検証 (e.g. EHT Collaboration et al., 2019e, 2021b, 2022e; Narayan et al., 2021) が精力的に進められている。また、ブラックホールの事象の地平面近傍の観測に加え、電波銀河 Centaurus A (Janssen et al., 2021), クエーサー 3C 279 (Kim et al., 2020), J1924-2914 (Issaoun et al., 2022) などの近傍の活動銀河核で、これまでの観測では到達できなかったブラックホール近傍の複雑なプラズマ流の構造を明らかにしつつある。観測網には日本が運用に参加する ALMA や JCMT をはじめとする 9 箇所に存在する 11 の電波観測施設が 2022 年現在参加しており、2020 年代中盤にはさらに現存する米国の OVRO や Haystack 37m 望遠鏡など複数の望遠鏡が新たに加わる予定である。観測網の拡張と並行でさらに 2022 年春には 345 GHz 帯の観測が始まり、2023 年には分子輝線/吸収線の観測が開始されるなど 2030 年代に向けて M87* や Sgr A* に止まらない多様な観測成果が創出されることが期待されている。

この EHT の 2030 年代の拡張として現在米国を中心に国際協力で検討が進められているのが next generation EHT (ngEHT) 計画である (e.g. Doeleman et al., 2019a,b; Raymond et al., 2021)⁴。ngEHT 計画は 2020 年代の EHT の観測網に 2030 年代に新設される電波観測施設および ngEHT 専用の小型望遠鏡などおよそ 10 局を新たに加えた大幅なアレイの拡張 (図 4.12) を目指している。また next generation VLA (ngVLA) 計画と同様の超広帯域化、86, 230, そして 345 GHz 帯の多周波同時受信などの受信システムの大幅なアップデートと合わせることで、現在の EHT を桁で凌駕する高いイメージング感度による多周波同時観測の実現が期待されている。これによって

³<https://eventhorizontelescope.org/>, <https://www.miz.nao.ac.jp/eht-j> (2022 年 12 月 1 日時点)

⁴<https://www.ngeht.org/> (2022 年 12 月 1 日時点)

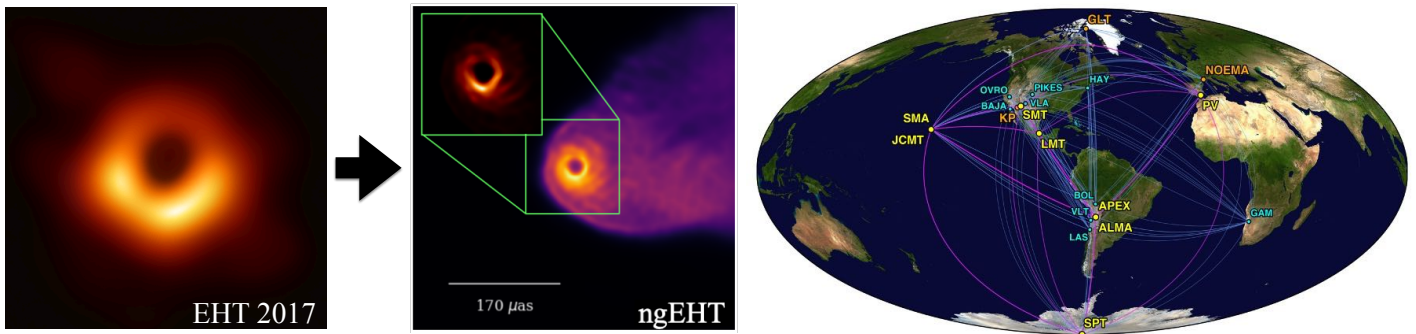


図 4.12: 2030 年代に EHT の後継プロジェクトとして現在検討が進む ngEHT 計画 (Doeleman et al., 2019b). ngEHT の主要な目標の一つが超高感度の多周波同時観測によるブラックホール事象の地平面から 100-1000 シュバルツシルト半径の広範囲に渡る高品質な動画の撮影である. 左に示すのは 2019 年時点での ngEHT のコンセプトアレイによる一般相対論的輻射磁気流体モデルの観測シミュレーションである. ブラックホールシャドウを録取る光子リングの微細構造の空間分解とブラックホール周囲のプラズマ流からの放射を同時に撮影することが期待されている. 右に示すのはシミュレーションで使われた ngEHT のコンセプトアレイである. ngEHT は 2020 年代の EHT にさらにおよそ 10 局を加えることを目指しており, アレイの検討が進められている.

多周波同時イメージング技術を駆使した広視野・高感度・高解像度の動画の取得やスペクトルのマッピング, さらには偏光画像とファラデー回転量のマッピングを組み合わせた 3 次元の磁場構造の取得が様々な天体で可能になることが見込まれている. M 87* や Sgr A* に関しては, ブラックホール近傍から 100-1000 シュバルツシルト半径にわたって高品質な全偏光動画 (図 4.12) を取得し, ブラックホール時空や一般相対性理論の精密検証, 降着流・ジェットの詳細のプラズマ流や磁気圏の構造の解明を目指す. またこの高感度を活かした近傍 AGN の BH シャドウ検出 (e.g. Pesce et al., 2021), 大質量ブラックホールバイナリー (SMBHB), 系内コンパクト天体・パルサーの探査など 2020 年代の EHT では困難と考えられている多様なサイエンスケースが国際協力のもと検討されている.

ngEHT 計画は, 2020 年に行われたアメリカ国立科学アカデミーによる Astro Decadal Survey で 2030 年代の 4 つの鍵となる中型計画の一つに策定され, コミュニティから高い評価と強い推薦を受けた (National Academies of Sciences & Medicine, 2021). 現在アメリカ国立科学財団の Mid-scale Research Infrastructure Program などが基盤となり国際的な検討が精力的に進められている. ngEHT の科学目標や装置設計を議論するコミュニティ発の最初の ngEHT White Paper の公募が 2022 年中期にあり, 2023 年前半ごろまでに Galaxies 誌の Special Issue⁵から出版される予定だ. 投稿された一連の White Paper の中で LST の ngEHT への展開も議論されており (Akiyama et al., 2023), ngEHT や将来のミリ波 VLBI 観測網における LST の重要性や既存の ALMA などの電波干渉計の VLBI 観測局と比較した利点などが議論されている. ここではその一部について簡潔に紹介する.

ngEHT において, LST は感度面でも地理的にも最重要局の 1 つとなる. LST の口径 50 m のアンテナに対する開口能率を 50%, ミリ波帯でのシステム雑音温度 100K 前後 (EHT Collaboration et al., 2019b,c) を仮定すると, シス

⁵Galaxies 誌 Special Issue “From Vision to Instrument: Creating a Next-Generation Event Horizon Telescope for a New Era of Black Hole Science”: https://www.mdpi.com/journal/galaxies/special_issues/ngEHT_blackholes (2022 年 12 月 1 日時点)

テム等価雑音温度は 300 Jy 程度と見積もられる。これはフランス・ミリ波電波天文学研究所 (IRAM) が運用するビュール高原干渉計 (Northern Extended Millimeter Array:NOEMA) のフェーズアップ後の感度で期待されている約 700 Jy(EHT Collaboration et al., 2019b) よりも高い。ngEHT 構成局のシステム雑音温度が典型的に 10000 Jy 前後 (約 1000-20000 Jy), フェーズアップ後の ALMA のシステム雑音温度が 100 Jy 程度であることを考えると, LST は ALMA に次ぐ感度を有することがわかる。ALMA サイトに位置することから, ALMA に代わって大陸間フリンジを検出するための参照局としての役割を果たすことが期待される。ミリ波帯ならずサブミリ波帯での観測にも適したサイトであることから, 高感度かつ高分解能な観測を可能にする。また時間占有率の高い ALMA を参照局とする現状では, 年間連続 10 日以内の科学観測を行なっているが, これは M87 や近傍 AGN 天体で期待されている降着流やジェットの変動タイムスケールよりも短い。LST を参照局として単一鏡の機動力を生かすことができると数ヶ月の長期にわたって高頻度かつ高感度のモニター観測が M87 だけでなくさまざまな天体に対して実現可能になる。よって LST は, M87, Sgr A* に次ぐ近傍 AGN のブラックホールシャドウ検出を含む低輝度天体観測の要となるだけではなく, それらのモニター観測により動画撮影を実現するための中核をなす観測局となるだろう。

同じアタカマ砂漠にある ALMA と比較して, LST が単一鏡であることに起因する大きな利点も存在する。ALMA による VLBI 観測では各アンテナの信号をリアルタイムに足し合わせて単一鏡の信号として開口合成する ALMA Phasing System (Matthews et al., 2018) が用いられている。ALMA で信号を正確に合成するためには観測天体自身の明るさが約 500 mJy 以上であるか, 数度以内にこの条件を満たす位相較正天体が存在する必要がある, 観測可能な微弱天体に制限を与えている。単一鏡である LST ではこのような観測天体に対する明るさの制限はなく, 微弱天体の観測可能性を広げることができる。また ngEHT では 86, 230, そして 345 GHz 帯の 3 周波同時受信を行い, 多周波位相補償技術 (Asaki et al., 1996; Dodson & Rioja, 2009; Rioja & Dodson, 2011) によって 230, 345 GHz 帯でのフリンジ検出感度を大幅に向上させることを目指している。ALMA では多周波同時受信は現在サポートされておらず, 2030 年代に向けた ALMA のロードマップではアレイを分割し異なるモードで同時に観測するサブアレイ機能の搭載による実現が計画されている (Carlson et al., 2020)。サブアレイ機能を用いた多周波同時観測ではアレイが観測周波数帯ごとに分割されるため, 各周波数帯における実効開口面積は減少し感度が犠牲になる。一方で単一鏡である LST は ngEHT の他の観測局で搭載が予定されているような多周波同時受信システムを導入すれば全ての周波数帯で同一の直径 50 m の開口を利用できるため, 高感度を保ちつつ多周波化が可能である。また多周波位相補償技術は視線上の大気による遅延を低周波帯の信号を使って補償する技術であるが, 観測するアンテナが周波数ごとに異なるサブアレイと異なり, 単一鏡である LST は異なる周波数帯を通して同一の視線を通して観測を行うため, 位相補償がより容易である。このように微弱天体の観測や多周波同時観測では LST は 2030 年代においても ALMA を凌駕する可能性を秘めている。

最後に, LST を VLBI 局として利用可能性を秘めたもう 1 つのプロジェクトとして, ngVLA とのシナジーについてもコメントしておく。ngVLA は米国本土を中心に展開される次世代大型センチ波干渉計計画であり, 1 GHz 帯

(Band-1) から 70-116 GHz 帯 (Band-6) をカバーし, Long Baseline Array (LBA) モードによって VLBI 機能も標準装備する. しかし ngVLA のみでは基線長が限定的であり (東西 8800km, 南北 5800km 程度), 将来的には米国外の望遠鏡と協働したグローバル VLBI 観測への展開も十分予想される. LST は ngVLA と Band-6 において共通周波数帯を有し, ほぼ同じ経度の南北アメリカ大陸に位置するため, LST-ngVLA VLBI によって最大 8000km の南北基線を軸とする超高感度・高解像度 VLBI が実現する. これにより, 南天から北天の幅広い天域にわたり, 明るい電波銀河から μJy レベルの低光度 AGN に至る多様な電波源について, 50 μas スケールで詳細な探査が可能になるだろう.

4.3.7 分子雲に着目した中間質量ブラックホールの探査

銀河の中心にある SMBH は, 質量が $10^2\text{--}10^5 M_\odot$ の中間質量ブラックホール (intermediate-mass black hole; IMBH) を“種”として, 合体や質量降着を繰り返すことで成長してきたと考えられている (e.g., [Greene, 2012](#); [Greene et al., 2020](#)). 宇宙初期に形成された IMBH が全て SMBH へ成長するとは考えにくく (e.g., [Mezcua, 2017](#)), また, IMBH は恒星質量ブラックホール同士の合体や, 高密度星団中における恒星の暴走的合体により形成され得る (e.g., [Portegies Zwart et al., 2004](#)) ため, 近傍宇宙においても IMBH は多数存在していると推測される. IMBH の存在を示唆する報告例は, 超高輝度 X 線源 (e.g., [Farrell et al., 2009](#)) や, 球状星団や矮小銀河の中心核 (e.g., [Baldassare et al., 2015](#)) などこれまでに複数あるものの, 未だ IMBH の存在を決定付ける証拠は得られていない.

銀河系はこれまでに周りの球状星団や矮小銀河を何度も取り込みながら成長してきたことが観測的に示唆されている (e.g., [van Loon et al., 2003](#); [Malhan et al., 2022](#)). これらに抱かれていた IMBH は, 力学的摩擦により銀河系中心領域に溜まってゆく傾向がある ([Arca-Sedda & Gualandris, 2018](#)). したがって, 系外銀河に比べ極めて詳細に空間分解した観測が行える銀河系中心領域は, IMBH の良い探査場である. この節では特に, IMBH 探査の手がかりとなり得る高速度コンパクト雲 (high velocity compact cloud; HVCC) に着目する.

銀河系中心核 Sgr A* から半径約 200 pc 以内の領域は Central Molecular Zone (CMZ) と呼ばれ, 銀河系円盤部に比べ高温・高密度かつ速度幅が広い分子雲が密集している特異な領域である. この領域には, 高速度コンパクト雲 HVCC と呼ばれる, 空間的にコンパクト ($d < 5$ pc) でありながら異常に広い速度幅 ($\Delta V \gtrsim 50 \text{ km s}^{-1}$) を有する分子雲が多数存在している (図 4.13). 多くの HVCC は 10^{49} erg 以上もの莫大な運動エネルギーを持ち, しばしば高い CO $J=3-2/J=1-0$ 輝線強度比を示す ([Oka et al., 2012, 2022](#)). このことから, HVCC の位置において分子ガスへの局所的なエネルギー注入が起きていることがうかがえるが, ほとんどの HVCC はそのエネルギー源と思しき対応天体を持たず, 未だ HVCC の起源について統一的な理解は得られていない. これまでに HVCC の起源としては, 超新星爆発との相互作用 ([Oka et al., 2008](#); [Tanaka et al., 2009](#); [Yalinewich et al., 2018](#)) や分子雲衝突 ([Tanaka et al., 2015](#); [Tanaka, 2018](#); [Ravi et al., 2018](#)), そして, IMBH などの点状重力源による重力相互作用 ([Oka](#)

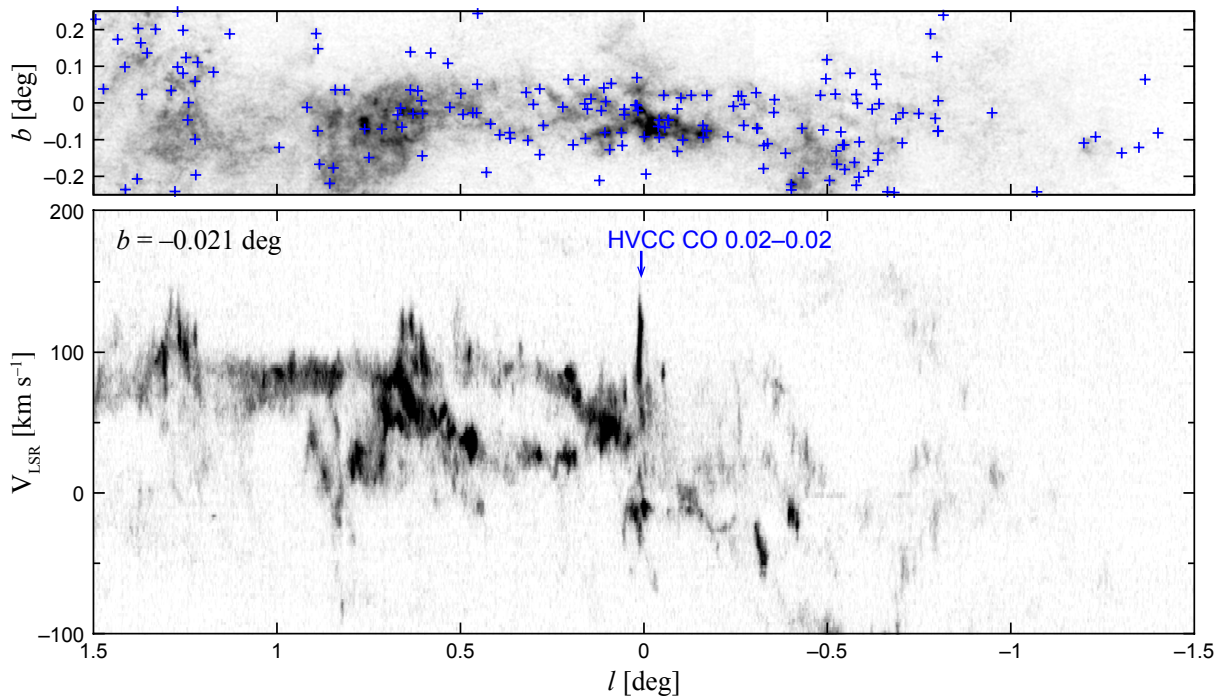


図 4.13: CMZ における HVCC の分布 (上) と, 銀緯 $b = -0.021^\circ$ における銀経-速度図 (下). 青十字は Oka et al. (2022) により同定された HVCC の位置を示す. グレースケールは CS $J=2-1$ 輝線強度 (Takekawa et al., in prep.). HVCC は図中矢印で示す部分のように, 周囲の分子雲に比べ位置-速度図上で速度方向に細長く伸びた構造として検出される.

et al., 2016, 2017; Takekawa et al., 2017a, 2019a,b, 2020) が提唱されている.

HVCC の発見は主に野辺山 45 m 鏡, ASTE, JCMT 等の電波単一鏡による CMZ のサーベイ観測によりなされてきたが, いくつかの HVCC については個別に詳細な観測的研究が進められている. Sgr A* から 7 pc の投影距離に位置する小型の HVCC HCN-0.009-0.044 については, 近年 ALMA による $\sim 1''$ 分解能のサブミリ波帯分子スペクトル線観測が行われた (Takekawa et al., 2019a). この観測により, HCN-0.009-0.044 は, 中心のリング状構造 (Balloon) と, そのすぐ脇のやや湾曲しながら南北に伸びた構造 (Stream) から成ることが判明した (図 4.14). さらに, 構造に沿うように明瞭な速度勾配が見られ, HVCC を構成する分子ガス流が軌道回転運動をしていることが強く示唆された. 詳細な運動解析の結果, これら分子ガス流の運動は, $3 \times 10^4 M_\odot$ の点状重力源を共通の焦点に持つ 2 つのケプラー軌道で非常にうまく説明できることが示された (図 4.14). 想定された重力源の位置には, 対応天体が検出されないことから, この点状重力源は非活動的な暗い IMBH である可能性がある. また, Sgr A* 近傍に位置する別の HVCC HCN-0.085-0.094 についても ALMA による高分解能観測が行われており, 内部に明瞭な速度勾配を有する分子ガスリングが検出され, 同様の議論からここにも $1 \times 10^4 M_\odot$ の IMBH が潜んでいる可能性が示された (Takekawa et al., 2020). すなわち, HVCC という分子雲種族は IMBH を見出す手がかりとして有望視することができる. なお, IMBH を内包している可能性のある HVCC は, 現在までに 4 例報告されている (Oka et al., 2016;

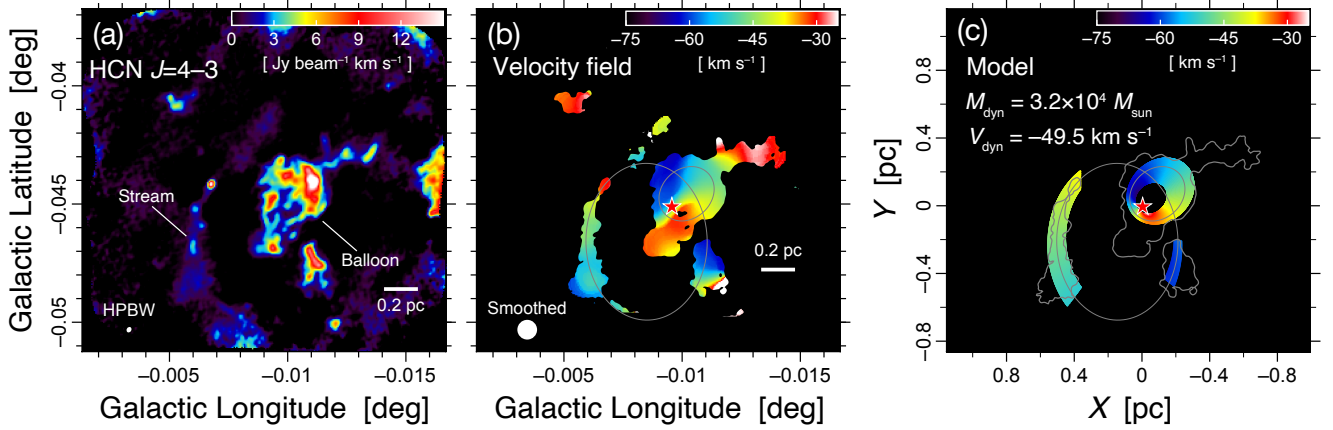


図 4.14: (a)ALMA で観測された HVCC HCN-0.009-0.044 の HCN $J=4-3$ 輝線強度分布. (b)HCN $J=4-3$ 輝線の視線速度場. (c) モデル計算により再現された視線速度場. 星印は重力源 ($\sim 3 \times 10^4 M_{\odot}$) の位置を示す. 図は Takekawa et al. (2019a) を改訂.

Takekawa et al., 2019a,b, 2020). また, Sgr A* の極近傍に位置する赤外線源 IRS 13E も, 極めて広い速度幅を持つ水素再結合線が検出されることから, $10^4 M_{\odot}$ の IMBH が潜んでいる可能性が指摘されている (Tsuboi et al., 2019, 2017).

CMZ に広く分布する HVCC を網羅的に検出するためには, 高分解能かつ広視野の分子スペクトル線観測が不可欠である. 一部を除きほとんどの HVCC は, 空間分解能が $\Delta\theta \gtrsim 15''$ (銀河系中心では $15''$ は 0.6 pc に相当) の単一鏡を用いた CO $J=1-0$ および $J=3-2$ 輝線によるサーベイ観測で発見されてきた. つまり, 大きさが $\sim 1 \text{ pc}$ 以下の HVCC の多くが見落とされてしまっている. 図 4.15 は, これまでに CO $J=3-2$ 輝線で検出された HVCC のサイズ分布である. また, 銀河系中心部からの CO $J=1-0$ や $J=3-2$ などは銀河系円盤部による吸収の影響を強く受けるという困難もあるため, CMZ における HVCC 探査には, 円盤部の低温分子ガスによる吸収の影響を受けない HCN $J=4-3$ 等のサブミリ波帯の高励起線による観測がより適している (Tsuboi et al., 2017). サブミリ波帯において $5''$ を切る分解能を達成できる LST で CMZ 全体を観測すれば, 新たに数百のオーダーの小型 HVCC が見つかることが期待できる. HVCC の観測から IMBH の兆候を掴むには, 分子ガスの回転運動に起因する急峻な速度勾配の検出が不可欠であるが, 既知の HVCC の典型的な視直径は $1'$ 程度であり, 現存する単一鏡 ($\Delta\theta \gtrsim 15''$) での空間分解は多くの場合, 困難である. LST の空間分解能 ($\Delta\theta \lesssim 5''$) を持ってすれば, 既知の HVCC の多くに対して回転運動の有無を確認することができる.

HVCC の起源を調べるには, 空間-速度構造の分解の他に, 物理状態や化学組成の把握も重要である. IMBH の重力に囚われた分子ガスは, 近点通過の際に強い潮汐圧縮を受け加熱されることが予想されるため, circumnuclear disk (CND) で検出されるような CO $J=7-6$ (807 GHz) や $J=6-5$ (691 GHz), HCN $J=8-7$ (709 GHz) などの高励起線 (Requena-Torres et al., 2012; Mills et al., 2013) が, HVCC から検出されることが期待できる. 分子ガ

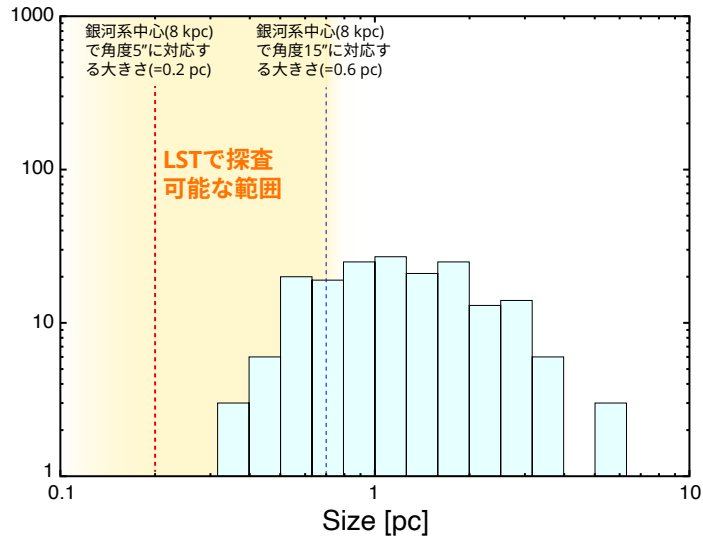


図 4.15: これまでに単一鏡で検出された HVCC のサイズパラメータの頻度分布. LST で探査可能となる HVCC のサイズ範囲を黄色で示してある. 横軸のサイズパラメータは [Solomon et al. \(1987\)](#) の定義による. 図は [Oka et al. \(2022\)](#) により作成.

スの物理状態を正確に定量するには、複数の遷移で輝線を検出することが不可欠である。しかし、点在する多数の HVCC に対して現存する装置で個別に複数遷移を検出するには多くの観測時間を要するため、HVCC の物理状態や統計的性質については限定的な理解に留まっている。LST により、例えば HCN の回転遷移 $J=1-0$ (89 GHz) から上述の $J=8-7$ (709 GHz) や CO $J=7-6$ (807 GHz) までは捉えられるような複数の周波数帯域での広視野分光観測が実現されれば、短時間で効率よく多数の HVCC の運動を分解し物理状態を把握することが可能となる。仮に 100 ビームの受信機が実現されれば、HCN $J=4-3$ 輝線、 $\Delta V=2 \text{ km s}^{-1}$ の速度分解能、 $\Delta T_a=0.2 \text{ K}$ の感度で、CMZ 全体 ($\sim 1.5 \text{ deg}^2$) を 10 時間強で観測可能である。

近傍宇宙に存在する IMBH は電波連続波源として捉えられる可能性も期待される (4.3.8 節参照)。IMBH を内包している可能性のある HVCC (HN-0.009-0.044 など) には、今のところ対応する連続波源が検出されていないため、これら IMBH 候補の降着率や輻射効率是非常に低いと考えられるが、Sgr A* のように短いタイムスケールでの突発的な光度変動を示すかもしれない。Sgr A* はミリ波から X 線において、しばしば数時間から数十分スケールのフレアを起こすことが知られている (e.g., [Yusef-Zadeh et al., 2009](#))。もし、フレアのタイムスケールがブラックホールの質量に比例するならば、Sgr A* のフレアから類推して、 $10^4 M_\odot$ の IMBH ではサブミリ波帯において数分スケールのフレアが期待できる。このような突発天体の探査には、広視野かつ高感度の連続波撮像が実現できる LST は比類ない威力を発揮する。

HVCC は CMZ に多く見られる分子雲であるが、銀河系円盤部においても同様の分子雲が発見されている ([Sashida et al., 2013](#); [Yokozuka et al., 2021](#))。そのうちの 1 つである W44 に付随する分子雲中に発見された超高速成分 Bullet は、位置-速度図上で特徴的な Y 字型の構造を示し、これは数 $10 M_\odot$ 以上のブラックホールが分子雲に高速

で突入したことにより形成されたと解釈されている (Yamada et al., 2017; Nomura et al., 2018). 銀河系内には1億個以上ものブラックホールが存在すると考えられているが (e.g., Agol & Kamionkowski, 2002), その内で明るいX線源として同定されているものはごく一部であり (Corral-Santana et al., 2016b), ほとんどは十分な質量降着を伴わない暗いブラックホールであると考えられる. CMZに限らず銀河面を広くサーベイし, HVCCに着目することで, このような孤立ブラックホールを間接的に検出できる可能性がある. もちろんHVCCの全てがブラックホールに起因するわけではなく, 分子雲衝突や超新星爆発を起源にもつものも多く存在するはずであり, 思いも寄らない天文現象の発見につながるかもしれない. とりわけIMBHの発見は, SMBHの起源説明や銀河進化を理解する上で重要である. LSTの実現は, HVCCという天体種族の謎の解明に大きく貢献するとともに, IMBH候補天体の数を飛躍的に増やすだろう.

4.3.8 浮遊巨大ブラックホール

銀河は衝突合体を繰り返しながら成長進化すると考えられている. また, 銀河の中心には約100万太陽質量より重い超巨大ブラックホールが存在すると考えられている (Jiang et al., 2011). 自然な結果として, 銀河の衝突合体の過程で, 2つの超巨大ブラックホールが重力的に相互作用する (Malbon et al., 2007; Bellovary et al., 2010). 銀河衝突の後しばらくは巨大ブラックホールを保有したまま壊れつつある銀河がお互いの周りを周回し (Mori & Rich, 2008; Miki et al., 2014), さらに時間が経つと2つの巨大なブラックホールがお互いのまわりを周り, 時空のゆがみが波となって宇宙に広がり重力波として観測される. 一方で, 質量の異なるブラックホールが相互作用した場合, 軽い方のブラックホールが銀河中心から蹴り飛ばされる現象も起こりうる (Fujita & Hikida, 2009).

中心から飛び出したブラックホールは, 銀河内のどこかを「浮遊」する. このような浮遊ブラックホールで生じる現象は理論的に計算されている. 例えば, Kawaguchi et al. (2014); Guo et al. (2020) では, 銀河の高温プラズマに浮遊ブラックホールが突入する際に, 浮遊するブラックホールにどのようにガスが降着するのかを計算している. Kawaguchi et al. (2014) はアンドロメダ銀河 (M31) にぶつかって壊れた衛星銀河の残骸と痕跡から元々衛星銀河の中心に居た巨大ブラックホールの周りからの放射スペクトルを求めた. Guo et al. (2020) では, 浮遊BHの周囲に, 放射効率の悪い高温/乱流円盤が形成されると予測している. さらに, 降着流からの放射を計算すると, 放射エネルギーがミリ波帯に優先的に放出されることが判明した. M 87の外縁部 (中心から約2-3 kpc, プラズマ密度 $\approx 0.1 \text{ cm}^{-3}$, プラズマ温度 $\approx 2 \times 10^7 \text{ K}$) に $10^8 M_{\odot}$ の浮遊ブラックホールが存在すると仮定すると, 100 GHzで, およそ1 mJyの明るさで観測可能であると見積もられている.

銀河の「どこ」に浮遊ブラックホールが存在するのかがわからず, LSTの高視野サーベイ能力が発揮される. M 87のような近傍楕円銀河の背景を網羅的に探査する必要がある. また, 天の川銀河の外縁部にも浮遊ブラックホールが存在している可能性はある. 例えば, 天の川銀河外縁部のサーベイを行う過程で, 正体不明の連続波源が

あった場合は、浮遊ブラックホールかもしれない。LST の網羅的な探査で見つけた候補天体を電波干渉計等を用いて観測することで、放射がコンパクトな領域由来であることを決定する。また、輝線探査を行うことで遠方銀河由来である可能性も排除する。観測感度が向上すると、より質量の小さい浮遊ブラックホールを見つけることが可能である。さらなる感度の向上に期待したい。ブラックホール合体に伴う重力波イベントの検出は、現在の天体物理学実験における最も重要な課題の一つである。例えば、パルサータイミングアレイ (PTA) による観測ではイベントが観測されておらず、宇宙においてブラックホール合体の頻度に関して強い上限値を与えている。さらに、活動銀河核を持つ天体との数と比較しても、重力波イベントの確率が低いことも示唆されている。つまり、銀河の衝突合体プロセスによって次々とブラックホールが流入してくるが、重力波イベントには至らずに、浮遊ブラックホールとして存在している可能性が非常に高いということである (Inayoshi et al., 2018)。つまり、「浮遊ブラックホール」の検出は、重力波イベント同等に重要な結果であるといえる。

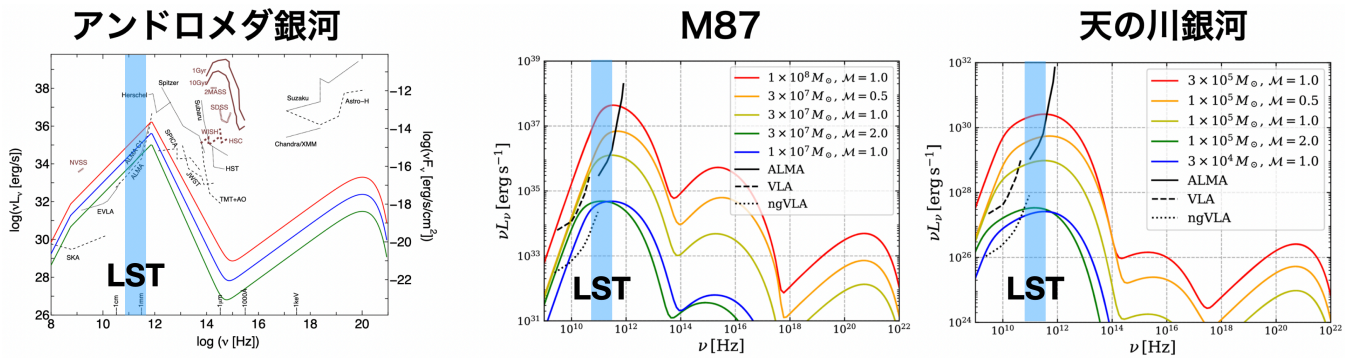


図 4.16: 図は Kawaguchi et al. (2014); Guo et al. (2020) を改訂. 各色の曲線が浮遊ブラックホールの質量ごとの各周波数での放射光度を示している. 水色で塗りつぶした領域が LST の観測周波数帯を示している. 観測感度が向上することで、低質量の浮遊ブラックホールまで検出することが可能であり、検出確率が増加する. ©AAS. Reproduced with permission.

4.4 期待される成果の全体像

以上のようにブラックホールに関わる多様なサイエンスが次世代のミリ波サブミリ波望遠鏡によって可能となることが期待されている。本節では最後に期待される成果をまとめる。

まず、超巨大ブラックホールと銀河の宇宙史に渡る共進化のプロセスの解明への貢献が挙げられる。LST の持つ優れた撮像サーベイ能力と超広帯域分光能力を活用し、これまでにない大きな宇宙論的体積に対してダストに隠された成長途上の超巨大ブラックホールおよびその母銀河を発見し、その物理的特徴や進化過程を明らかにできることが期待される。加えて、Euclid や Roman Space Telescope を含め、可視光サーベイとの協同によって、赤方偏移 7 を超えるところまで、様々な紫外線光度を持つクエーサーの母銀河について多波長測光からダストの性質や進化が議論できるだろう。そして LST 独自の、あるいは可視光を始めとしたシナジーを通して、圧倒的な宇宙論的体積

の掃天による隠れた AGN を含めた AGN 種族のより包括的なサンプリングとそれによる宇宙大規模構造と超巨大ブラックホール形成の因果関係が調べられる予定である。さらに、各時代における AGN 光度関数を評価し、現在の宇宙に存在する超巨大ブラックホールの総質量と照合することで平均的なスピンパラメータを推定できると期待される。

また、近傍宇宙を舞台として超巨大ブラックホールにおける物質の降着、噴出を含む成長・制御機構の理解の進展も主眼となりうる。ミリ波サブミリ波での高感度、そして広帯域での撮像・分光能力を活かしてこれまで観測の乏しかったこの波長域におけるエネルギー分布の解明が预期される。その中で様々な AGN 種族さらには X 線ブラックホール連星に対してシンクロトロン自己吸収周波数が決定され、放射領域のサイズ、磁場の構造といった情報が新たに得られることになる。ブレーザーについては多波長・多粒子のマルチメッセンジャー天文学の一翼としても位置づけられる。偏波のモニタ観測にも期待が寄せられる。

LST が稼働する頃には次世代の VLBI 計画である ngEHT も予定されており、世界の望遠鏡と共に LST の参加が想定される。LST は VLBI 素子として見ると ALMA に次ぐ感度を有し、ALMA と同じサイトにあることから感度、地理的に重要な役割を果たすことができる。ブラックホール近傍の動画撮影などの次世代成果への大きな貢献が期待される。LST の持つこれまでの単一鏡と比べて優れた角分解能、そして広帯域分光能力は銀河系中心付近における高速度コンパクト雲の観測能力を格段に増強しうる。これまで見逃されてきた 1pc 以下の小さな分子雲を含め統計的なサンプルに対して運動状態や物理化学状態が調べられ、中間質量ブラックホールとの関係が詳らかになるだろう。LST の持つ掃天能力は浮遊ブラックホールがプラズマ中に突入し、そこで降着するガスの放射をとらえることで浮遊ブラックホールを遂に捕らえることができるかもしれない。

第5章 銀河系における星間物質と星形成

5.1 この分野の現状と未解決問題の概要

この章では銀河系内の星間物質と星形成過程に関して、LSTで目指すサイエンスについて説明する。この章の前半は主に分子雲と星形成過程について、まず太陽系近傍の標準的な星形成領域に関するテーマを様々なスケールにおいて論じ、更に銀河中心や銀河系外縁部などの異なる環境や、星団形成や分子雲衝突などの異なるモードでの星形成過程の研究についても検討する。後半では巨星や超新星爆発と星間物質の相互作用、そして星間空間における高エネルギー現象に関するテーマについて論じる。本章の内容の一部は第7章で扱う星間化学とも密接に関連しているため、そちらも参照されたい。

銀河の形成と進化、そして宇宙全体の進化を理解するためには、銀河内での物質の循環すなわち銀河系内の星間物質の性質や、分子雲の形成とその中で進行する星形成過程、そして巨星段階及び超新星爆発を理解する必要がある。これらの過程はより大きな銀河スケールの研究においては「素過程」である一方、より小さいスケールの個々の星形成から原始惑星系円盤、惑星形成の研究においては初期条件・境界条件を与えるものであり、大スケールと小スケールの研究を接続する重要な領域である。

これまで分子雲と星形成の研究は、感度と分解能の制限から太陽系近傍の星形成領域を中心として進められてきた。近年でこそ主にALMAによって大小マゼラン雲や銀河中心などの異なる環境の観測も可能になってきたが、分子雲の内部構造を分解できる高分解能の研究はいまだ太陽系近傍に限られており、我々の星形成の理解は「太陽系近傍の」「太陽程度の金属量を有する」「主に低質量星が形成される」環境を基準に構築されている。しかし、銀河系の内部には高密度かつ高金属量な銀河中心部から低密度かつ低金属量な外縁に向かって多様な星形成環境が存在する。また分子雲衝突や銀河衝突のような非常に強い圧縮によっても星形成活動は駆動される。特に高密度な星団の形成には、このような特殊な星形成環境が必要となる。初期宇宙から現在に至る多様な銀河の形成・進化を理解するには、このような多様な環境での星形成を詳細かつ系統的に観測し、星形成の環境依存性を解明することが不可欠である。そのためには高分解能・高感度での広域マッピングが必要であり、LSTによる観測が大きな威力を発揮する。

銀河スケールでは幅広い密度レンジに渡って星形成率と高密度ガスの密度の間にべき乗則の関係、いわゆるKennicutt-Schmidt則が経験的に知られている。この関係は高密度ガスが星形成に直接的に関与していること、一

方である程度大きなスケールで平均して見た時に星形成過程が自由落下時間あたり数%という効率の悪い（あるいはゆっくりと進行する）過程であることを示しているが、その起源は十分に明らかになっていない。また、このような関係が典型的な銀河環境以外の、例えば初期宇宙や銀河衝突のような異なる状況で成立するかも自明ではない。近年の観測により、高分解能で個々の星形成領域を観測すると小スケールでは若い星と高密度分子ガスの空間分布にはずれがあり、小スケールでは高密度ガスと星形成過程に単純な1:1関係は成立していないことが見えてくる (Kruijssen et al., 2019)。Kennicutt-Schmidt 則の起源を明らかにするには、銀河スケールの観測と個々の星形成領域の間を接続する必要がある。このような、特に銀河系内の分子雲・星形成の研究には ALMA のような干渉計よりも大口径単一鏡による観測の方が適している。また、暖かい原子ガス (WNM) から冷たい原子ガス (CNM) を経て分子雲へと進化する過程を理解するにはそれぞれの領域で異なる多数の分子・原子の放射を分光観測する必要がある。LST の広帯域と高い分解能はこれまでにない効率的かつ詳細な観測を可能にするであろう。

Herschel 宇宙望遠鏡や地上電波望遠鏡の観測により、星形成領域の分子雲内にはフィラメント状の構造が普遍的に存在し、個々の星形成の母天体と考えられている分子雲コアや若い原始星の分布と良い相関を示すことが明らかになった。また、様々な領域に渡って、フィラメントの太さが0.1pc程度という特徴的なスケールを持つことが指摘されている (Arzoumanian et al., 2011, 2019)。これはフィラメントが星形成過程に何らかの役割を果たしていることを示唆しているが、フィラメントの形成過程やその特徴的なスケールを決定する機構、小スケールの星形成過程への影響は十分には理解されていない。また、分子雲には磁場や乱流が普遍的に存在しており、これが分子雲コア内に持ち込まれることで個々の原始星・原始惑星系円盤の構造や進化に影響していると考えられている。そのため、これらの分子雲の内部構造は ALMA で観測されるような個々の星・原始惑星系円盤形成過程の初期条件・境界条件として極めて重要である。LST による多数の分子線を用いた分子雲スケールの系統的かつ網羅的な観測と、ALMA による個々の分子雲コア・原始惑星系円盤スケールの高分解能観測を組み合わせることで、分子雲から円盤に至る星形成過程の統一的な描像が得られると期待される。また、高感度な偏光観測を行うことができれば、視線方向の磁場を測定する Zeeman 効果や Faraday 回転の観測と天球面方向の磁場を測定するダスト偏光の観測を組み合わせることで分子雲内の3次元的な磁場構造を明らかにできる可能性があり、形成過程における磁場の役割の理解が飛躍的に進展することが期待できる。

これまでの研究で比較的進んでいる低質量星の形成に対し、大質量星形成領域は遠方にしか存在せず、また大質量星は高密度な集団の中で形成されるため、個々の天体を分解することが難しい。また、大質量星は進化が速く、その強烈な輻射フィードバックにより母体分子雲を破壊してしまう。これらの事情により、大質量星形成過程の観測的な理解は低質量星と比べて限定的である。大質量星の形成が低質量星のスケールアップ版として理解できるのか、それとも例えば強力な輻射フィードバックの影響によって定性的に異なるかは、近年の大質量星形成研究の中心的テーマである。また、大質量星は集団の中で生まれるため、周囲の環境との相互作用も考慮した研

究が不可欠である。大質量星からの強力な輻射やアウトフローのフィードバックは、星団の構造や進化にも大きな役割を果たすと考えられている。LST の高分解能観測により、大質量星形成の舞台である Infrared Dark cloud の構造を空間分解したり、若い星団におけるフィードバックの様子を調べることで、未だ謎の多い大質量星形成・星団形成の理解に切り込むことができると期待される。

銀河における物質循環の理解には、星形成だけでなく形成された星からのガスの還流も重要であり、赤色巨星からの質量放出や超新星爆発の理解が必要となる。LST の高い感度と広い視野を活かして多数の巨星に対するモニタリングを行うことで、巨星の進化と質量放出の関係を調べるこれまでにない系統的な観測が可能になる。これは超新星爆発の母天体や超新星残骸と星周物質の相互作用を理解する上で、重要な研究となるだろう。また、星間物質の重要な構成要素であるダストは超新星爆発によって放出されたガス中で形成されると考えられるが、形成されるダストの量は理論予測と観測の間に大きな齟齬があり、ダスト形成はまだ十分に理解されていない。LST により超新星残骸中のダストやその材料となる分子の分布を詳細に観測することで、この問題を解決してダストの起源を明らかにすることができると期待される。超新星残骸は大きく広がった天体であるため、このような観測には LST の広い視野と高い感度が威力を発揮する。



















星間物質は比較的低エネルギーで熱的な現象のみならず、高エネルギーの天体現象とも密接な関係がある。超新星爆発やコンパクト天体からのジェットと星間物質の相互作用で生じる衝撃波では高エネルギー宇宙線が加速される。また近年では原始星フレアやジェットなどでも高エネルギー宇宙線加速が起こっている可能性が指摘されている。このような現象を理解するには幅広いエネルギーレンジに渡る多波長観測が必要であり、また宇宙線による電離で生じたイオンやその化学反応生成物の観測も有力な観測手段となるため、ミリ波からサブミリ波にかけて幅広い帯域を有する LST は極めて有用であり、この分野に新たな知見をもたらすことができると期待される。

近年、銀河内部及び銀河と銀河間空間の間での物質の循環を理解することが、銀河形成・進化の研究において重要なテーマとなっている。Fermi/eRosita バブルは、銀河中心付近からの質量放出の証拠であり、LST による広視野・高感度のマッピング観測によってその物質の性質や運動を定量化することはこの分野の研究の精密化に大いに役に立つはずである。また、LST の性能ならば銀河中心付近の Central Molecular Zone (CMZ) に対する物質の流入・流出を定量的に測定することが可能であり、銀河中心領域での物質の循環や、通常の銀河空間とは異なる環境での星形成を明らかにできると期待される。

ALMA によって分子雲コア以下のスケールで進行する個々の星形成過程や、原始惑星系円盤の内部構造、あるいは系外銀河における分子雲の研究は大いに進展したと言える。一方で系内の分子雲スケール、特にフィラメントやコアといった内部構造や分子雲と銀河環境との関係などの研究には、主に Herschel 宇宙望遠鏡や JCMT、野辺山 45m 電波望遠鏡などの単一鏡による観測が用いられてきた。ALMA は個々の天体を高い分解能で観測するには極めて強力な装置であるが、一方でその干渉計の特性から広がった天体を観測するには missing flux の問題があり、また観測帯域が限られているため、ACA や Total Power Array を用いたとしても広い領域を効率的に観

測するには向いていない。ALMA といえども万能の装置ではなく、分子雲や星間物質といった広がった天体を観測するには最適な装置ではないのである。Herschel の運用が終了した今、この分野の研究には JCMT などの地上望遠鏡が用いられているが、この分野の研究をより強力に推進するには ALMA と相補的になるような、広帯域で高い感度を持ち空間的にも周波数的にも高分解能を実現する次世代の大口径単一鏡望遠鏡が必要である。また、偏光も含めて分子雲や星間磁場などのダスト連続波を用いた観測について、サブミリ波の大口径単一鏡望遠鏡はキャンセルされた SPICA で行われるはずだったサイエンスのかなりの部分をカバーすることができるため、この点でも LST の果たす役割は非常に大きい。

表 5.1: 班員構成, 担当

氏名	所属	主な担当章節
Doris Arzoumanian 	国立天文台	第 5.2.4, 5.2.5, 5.3.1 および 5.3.2 節
岩崎 一成 	国立天文台	第 5.2.3, 5.2.4, 5.2.5, 5.3.1 および 5.3.2 節
榎谷 玲依 	慶応大学	第 5.2.8 および 5.2.9 節
大橋 永芳 	中央研究院	第 5.3.3 節
神鳥 亮	アストロバイオロジーセンター	第 5.3.1 節
小林 将人 	ケルン大学/国立天文台	第 5.2.1 および 5.2.2 節
佐野 栄俊 	岐阜大学	第 5.4.3 および 5.5.1 節
島尻 芳人 	九州共立大学	第 5.2.4 および 5.2.5 節
下井倉 ともみ 	大妻女子大学	第 5.2.2 および 5.2.3 節
高棹 真介 	大阪大学	第 5.5.2 節
田中 圭 	東京工業大学	第 5.2.7 および 5.3.5 節
塚越 崇 	足利大学	第 5.3.3 および 5.3.4 節
徳田 一起 	九州大学/国立天文台	第 5.2.11, 5.3.1, 5.3.2 および 5.3.5 節
富田 賢吾 	東北大学	第 5.1 および 5.7 節
野沢 貴也 	国立天文台	第 5.4.1 および 5.4.2 節
福島 肇 	筑波大学	第 5.2.6 および 5.2.7 節
古屋 玲 	徳島大学	第 5.2.5 および 5.6 節
守屋 亮 	国立天文台	第 5.4.1 および 5.4.2 節
山本 宏昭 	名古屋大学	第 5.2.10 節

5.2 分子雲

5.2.1 銀河系内の分子雲の分布と性質

銀河は星と星間媒質と暗黒物質で構成される天体である。中でも銀河内の星間媒質から星が形成される現象（＝星形成活動）は、銀河の力学的・熱的・化学的進化を駆動する最も重要な過程である。宇宙の歴史において、星がいつ・どのような過程で・どのような性質を持って誕生するかは、宇宙の再電離史・金属汚染史・生命誕生史など多岐に影響を与えるため、宇宙史の解明において本質的な課題の一つである。

銀河の星間媒質は、複数の物理状態からなるガスの混相状態にある。この中でも特に分子雲とは、密度 $\gtrsim 100 \text{ cm}^{-3}$ ・温度 $\lesssim 50 \text{ K}$ で主に水素分子からなるガス雲である。分子雲の高密度領域（フィラメント・分子雲コア）が重力分裂・重力崩壊することで星が誕生するため、分子雲は銀河の星形成活動を決定する重要な天体である。同時に分子雲の形成・進化過程は、分子雲周囲から集積する星間媒質の密度・速度・金属量などに依存しているため、分子雲での星形成活動もそのような星間媒質の物理状態（すなわち銀河環境）と密接に関係すると考えられる。さらに分子雲で誕生する大質量星からの輻射フィードバック・超新星爆発フィードバックは、銀河円盤の力学的・熱的・化学的進化を駆動している。したがって分子雲は、個別の星の形成と銀河全体の進化の両方を駆動する重要な天体である。近年の大型観測装置の開発・運用により、系外銀河、特に赤方偏移 2–4 程度の遠方銀河でも分子雲の存在が次々と明らかになっており (Tadaki et al., 2018), 分子雲進化の理解は天の川銀河から遠方銀河までの星形成活動を包括的に理解するために必須である。また分子雲は銀河円盤内の力学にも重要な影響を与えており、分子雲の空間分布は太陽系の銀河内での軌道進化 (Fujimoto et al., 2023) を明らかにするうえでも重要である。

一方で銀河の星形成効率は、分子雲の自由落下時間で分子雲が星に転換される効率と比べて、1%程度と極めて非効率であることが観測的に知られており (Bigiel et al., 2008), これは銀河進化の理解における大きな未解決問題となっている。したがって天の川銀河での分子雲研究における最重要課題は、その形成・進化・終焉を解明することにある。

以下ではまず個別の分子雲について現状の理解をまとめたのち、分子雲の集団としての統計的性質と銀河構造との対応関係について現状の観測的知見をまとめる。最後に LST への期待を述べる。

分子雲の形成・進化・終焉

以下では形成・進化・終焉の三観点を概観する。

(1) 形成

銀河の中性ガスの体積の大半は、Warm Neutral Medium (WNM) と呼ばれる希薄な温かい中性水素原子ガスに占められている。したがってこの WNM から、熱不安定性と呼ばれる暴走的冷却機構を介して、Cold Neutral Medium (CNM) と呼ばれる冷たい中性水素原子ガスや分子雲が誕生する過程の理解が重要である (詳細は、第 5.2.1 節参照)。その多くは、超新星残骸や HII 領域の膨張・銀河渦状腕による WNM に対する 20 km s^{-1} 程度での超音速圧縮が重要と考えられる (Koyama & Inutsuka, 2002)。一方でマゼラン雲などでは、銀河間相互作用によって銀河脱出速度 $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ に相当する大規模な中性水素原子ガス流が誘発され、10 Myr 以内に急速に分子雲が形成されている可能性が指摘されている (Tsuge et al., 2019)。さらに太陽系近傍の星形成分子雲は、複数の超新星残骸により形成されたと考えられる super bubble 構造の表面に、すべからく存在していることが、近年の Gaia 衛星を用いた減光の三次元マップから示唆されている (Zucker et al., 2022)。したがって、超新星残骸や HII 領域・銀

河渦状腕・銀河潮汐フローと分子雲との空間的な付随関係を調査し、形成過程を明らかにすることが極めて重要である。

(2) 進化

$1M_{\odot}$ 以下の小質量から $10^5 M_{\odot}$ を超える大質量分子雲へと進化する過程は、星間媒質の質量集積が必要である。銀河円盤全体の体積平均としては超新星残骸などの膨張による圧縮が 100 万年に一度程度の高頻度で発生しており、一回の膨張イベントで $10^4 M_{\odot}$ 程度の質量が集積するため、このような圧縮過程による質量集積を 1000 万年以上に渡り繰り返すことが重要と考えられる (Inutsuka et al., 2015a; Kobayashi et al., 2017, 2018)。一方で近傍銀河の大質量分子雲の空間分布から、大質量分子雲が銀河渦状腕に局在している様子も明らかになっており (Koda et al., 2009; Colombo et al., 2014a), 銀河渦状腕による星間媒質の集積も重要と考えられる。またマゼラン雲の分子雲探査から、より大質量の分子雲は周囲に纏う中性水素原子ガスの質量もより大きい傾向が見えており (Fukui et al., 2009a), 分子雲質量成長への星間媒質集積の重要性が示唆されている。また、形成された分子雲同士の衝突合体も、分子雲質量成長や大質量星形成の誘発に重要と考えられている (第 5.2.8 節を参照)。

これらを総合すると、大質量分子雲への進化には大規模な中性水素原子ガス・分子ガスの集積が必要であるが、いずれの過程がこの質量集積に重要であるか、それは銀河環境に依存するのかが、十分明らかにはなっていない。また、分子雲スケールでの星形成効率が質量集積過程ごとに変わるのか、大質量星フィードバック (電離・解離による母体分子雲の破壊) を乗り越えるほどの高圧の質量集積が起きるかなどは、理論的な理解も限られており (Goldbaum et al., 2011; Kobayashi et al., 2020), 観測的解明が望まれている。

(3) 終焉

分子雲の一生は破壊によって終焉を迎える。この破壊機構としては、大質量星からの輻射フィードバックや銀河シアによる引き伸ばしなどがある (Jeffreson & Kruijssen, 2018)。孤立分子雲における大質量星からの輻射フィードバックシミュレーションが進展しており、光電離・光解離と輻射圧により数 Myr 以内に母体分子雲が破壊できることが示されている (Hosokawa & Inutsuka 2006; Kim et al. 2018; Fukushima et al. 2020a; 詳しくは第 5.2.6 節を参照)。しかし、母体分子雲を完全に破壊可能な激しい大質量星形成が、分子雲進化のいつの段階で発生するかについて、まだ明確な理解が得られていない。これは未だ解明されていない分子雲の寿命について、短寿命説 (数 10Myr 以内: Meidt et al. 2015) と長寿命説 (100 Myr 以上: Koda et al. 2009) の二つを切り分けるための不定要素となっている。異なる進化段階にある分子雲を観測的にサンプルし、大質量星形成が発生する条件が整っているか統計的に検証する大規模観測が求められる。

天の川銀河内の分子雲の空間分布とその質量関数

前述のライフサイクルについて銀河環境依存性を解明するためには、天の川銀河全体・系外銀河にわたる大規模な分子雲観測が重要である。しかし ALMA などの干渉計を用いても、分子雲の内部構造を pc スケールまで空間解像できるのは大小マゼラン雲など極めて近傍の銀河に限られている。その一方で分子雲の空間分布・質量分布には、形成・進化・終焉過程が反映されており、LST の高感度・広視野性能を活用してサンプル数を拡大し議論できる。本章では観測的に得られる統計量の中でも、特に分子雲質量関数に着目する。

天の川銀河内における $^{12}\text{CO}(1-0)$ の大規模サーベイは、古くは FCRAO 14m 鏡を用いた Massachusetts-Stony Brook サーベイ (Solomon et al., 1985) や、Cerro Tololo 観測所チリ望遠鏡を用いたサーベイ (Dame et al., 1987) が行われ、近年では NANTEN2 による銀河面サーベイが行われている。また観測領域はより狭いものの、 ^{13}CO や C^{18}O 、 ^{12}CO の high-J 遷移をターゲットとしたサーベイが、次々と進展している (GRS, FUGIN, SEDIGISM, CHIMPS, ThrUMMS, CHaMP, COHRS, MWISP など; 詳細は Schuller et al. (2021) を参照されたい)。天の川銀河内では分子雲の視線速度のみを用いた距離推定では近点・遠点を確定できない問題があるものの、これらの大規模観測により、天の川銀河内の分子雲の空間分布も、近傍銀河と同様に明らかになりつつある。

これらの観測を総合すると、すでに 1000 個以上の分子雲が同定されている。太陽系軌道内側では、 $10^6 M_{\odot}$ を超える大質量分子雲は渦状腕構造に付随するものが多く、分子雲の質量関数は冪関数 $dn/dm \propto m^{-1.6}$ に従うことがわかってきた。一方で太陽系軌道外側では大質量分子雲が極めて少なく、分子雲質量関数は $dn/dm \propto m^{-2.2}$ という急峻な冪関数に従うことがわかってきた (Rice et al., 2016)。

このような冪指数は、主に進化過程と終焉過程のバランスで決定されている (Kobayashi et al., 2017)。例えば冪指数が小さい (緩い冪関数)、すなわち大質量分子雲が多い領域では、質量集積が効率よく働いていること (ないしは終焉させる破壊機構が非効率であること) が示唆される。逆に冪指数が大きい (急峻な冪関数)、すなわち大質量分子雲が少ない領域では、質量集積が非効率 (ないしは破壊が効率的) であることが示唆される。Kobayashi et al. (2017, 2018) らの半解析的な分子雲質量関数時間発展モデルにより、冪指数は分子雲進化と破壊の時間スケール比で決まることがわかった。ここでの進化時間は質量成長の e-folding 時間、破壊時間は大質量星形成までに必要な時間と大質量星フィードバックにより分子雲が破壊される時間の合計である。近年の観測から、大質量星はハブ・フィラメント構造中で形成すると考えられるが (参照 5.2.4)、ハブ・フィラメント構造が分子雲進化のどのタイミングで発生するかはまだ明らかではない。ハブ・フィラメント構造も分子雲質量集積の機構である超音速圧縮により形成される可能性があるので、大質量星形成までに必要な時間は「(2) 進化」で議論した質量集積の典型時間 1000 万年 (10 Myr) と同程度と以下では仮定して考える。さらに大質量星フィードバックで分子雲が破壊される時間には、「(3) 終焉」に示した輻射シミュレーションなどで示唆される 4 Myr を採用すると典型的な破壊時間は $10 \text{ Myr} + 4 \text{ Myr} = 14 \text{ Myr}$ と考えられる。これに基づいて観測された分子雲質量関数の冪指数を説明するために

は、分子雲進化時間が太陽系軌道内側で 10 Myr 程度、太陽系軌道外側では 18 Myr 程度とわかる。また系外銀河でも同様の解析から、渦状腕領域で形成時間が短くなる傾向が示唆されている (Colombo et al., 2014a; Kobayashi et al., 2017)。これらの解釈としては、渦状腕領域の中でも、特に進化時間が 10 Myr 以下と示唆される領域では、渦状腕を通じた大規模な質量集積が効率よく発生していることを示唆する。一方、進化時間が ~ 10 Myr の領域では、超新星残骸による星間媒質の他数回集積が重要であることを示唆し、また進化時間が $\gg 10$ Myr である領域は、電離領域や超新星残骸などが発達していないため、星間媒質の集積が非効率となっていることが考えられる。

残された課題と LST への期待: 低質量分子雲と中性水素分子ガスの探査

しかしながらこれまでの観測で得られた分子雲質量関数は、観測の completeness limit よりも優位に大きい $10^5 M_\odot$ 以上の大質量分子雲に限られており、小質量側 ($< 10^5 M_\odot$) でも大質量側と同じ冪指数の頻度分布になっているかはまだ未解明である。一方で 5.2.3 節で後述の通り、分子雲は $< 10^5 M_\odot$ の小質量で誕生し巨大分子雲へと成長するので、分子雲進化の完全な解明には、高感度・高空間分解能のサーベイ観測によって、低質量から大質量まで幅広い質量範囲での質量関数を取得することが必須である。系外銀河での同定は感度の点で難しいため、LST の高感度マッピング能力を活用した天の川銀河内のサーベイに期待が大きい。また $< 10^5 M_\odot$ の分子雲の数は、大質量星形成にも寄与する分子雲衝突の衝突体として重要である (参照: 5.2.8 節)。冪指数が前述の過程によるものであるか、あるいは分子雲衝突による成長や破壊であるか明らかにするためにも、 $< 10^5 M_\odot$ の分子雲の探査が非常に重要である。

LST の高感度・高解像度観測から、分子雲の質量が小さく個数も少ないと考えられる渦状腕間領域や銀河系外縁部も網羅した分子雲同定ができれば、分子雲質量関数の空間依存性を明らかにできる。例えば低質量側まで含めた分子雲質量関数が得られた結果、渦状腕領域で進化時間が 10 Myr より優位に短い (分子雲がより大質量へ急速に成長するため冪指数が緩くなり、 -1.6 よりも緩い) と示されると、渦状腕内部での質量集積による速い分子雲形成・進化が重要であることが示される。また進化時間が 10 Myr より優位に長い (冪指数が -1.6 よりも急峻) と示されると、超新星残骸・電離領域の膨張による遅い分子雲形成・進化が重要であると示すことができる。さらに、銀河系中心部から外縁部にかけて分子雲質量関数の遷移を調査することで、質量関数の金属量依存性に示唆を与えることが可能となる。

また分子雲としては同定されない、薄く広がった CO ガスの存在量の測定も、太陽系近傍で LST により実現したい。これまでの系外銀河における研究で、星形成率と分子ガス量との相関や分子雲寿命を議論する際は、そのほとんどが ^{12}CO などを用いて分子ガス量や分子雲位置を議論してきたが (Chevance et al., 2022)、その分子ガスのうち分子雲に含まれて実際に星形成に寄与している割合は今なお未解決の問題である (Koda et al., 2009)。

5.2.2 分子雲の全体的性質 (100-10pc スケール)

分子雲における中心的な課題は「分子雲ライフサイクルの解明」である。分子雲は、超新星爆発や HII 領域の膨張・渦状腕衝撃波・分子雲衝突といった様々な質量集積過程を経て成長し、その内部で星形成を起こして大質量星フィードバックにより破壊される。第 5.2.1 節では、このような分子雲の進化・破壊の平均的な性質は、分子雲の統計量である質量関数の形状に反映されることを述べた。

本節では、分子雲ライフサイクルにおいて、本質的な役割を果たす星形成と分子雲の関係に着目する。銀河系の星形成過程の重要な未解決問題は、星形成の非効率性の起源である。銀河系の分子雲 (太陽軌道以内での総質量は $\sim 10^9 M_\odot$) が、自由落下時間 (分子雲の典型的な数密度 10^2 cm^{-3} の場合 $\sim 4 \text{ Myr}$ 程度) で星に変換されるとすると、予想される星形成率は $\sim 10^9 M_\odot / 4 \text{ Myr} = 250 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ となる。実際の観測で見積もられている星形成率は $\sim 2 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ 程度 (Chomiuk & Povich, 2011) で、予想値よりも極めて小さく、星形成は非常に非効率であることがわかっている (Zuckerman & Evans, 1974)。

我々の銀河系だけでなく近傍の多数の渦巻銀河において、ガスから星への変換効率の指標として、星形成率面密度 (Σ_{SFR}) と星間媒質の質量密度 ($\Sigma_{\text{HI}+\text{H}_2}$) の相関 (Kennicutt & Schdmit 則) がよく用いられる (Kennicutt, 1998)。 Σ_{SFR} と $\Sigma_{\text{HI}+\text{H}_2}$ の間には $\Sigma_{\text{SFR}} \propto (\Sigma_{\text{HI}+\text{H}_2})^N$ の相関関係が存在し、冪指数 N は典型的に 1.4 程度とされている (Kennicutt, 1998)。これは単純に星間雲質量 (HI と H_2 を合わせた質量) に比例して星形成している ($N = 1$) だけでなく、星間雲同士が衝突して星形成を誘発する過程 ($N = 2$) も重要であることの示唆と考えられている (Bigiel et al., 2008) さらに $\Sigma_{\text{gas}}/\Sigma_{\text{SFR}}$ は、星間媒質が星形成のために消費される枯渇時間 (depletion time と呼ばれる) であり、観測的にはおよそ 10^9 yr 程度である。

Kennicutt-Schdmit 則は HI と H_2 ガスを合わせた総密度を横軸にとるが、より星形成に関係すると思われる $\text{HCN}(J = 1 - 0)$ 分子輝線などの高密度ガスを用いて推定した質量 (M_{dense}) を横軸にすると、この冪指数 N は 1 に近く、高密度ガスから星への変換に要する時間はおおよそ $\sim 20 \text{ Myr}$ 程度となる (星形成率 $\text{SFR} = 4.6 \times 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1} (M_{\text{dense}}/M_\odot)$) (Lada et al., 2012)。ここでの高密度ガスの密度は $> 10^4 \text{ cm}^{-3}$ 程度で、第 5.2.4 および 5.2.5 節で議論するフィラメント状構造に対応している。ただし、天の川銀河内の個別の星形成領域の観測から、HCN 分子輝線は光学的に厚く、捉えられた構造は、ダスト放射から同定された星形成領域と空間的には一致しない場合があるが、Shimajiri et al. (2017) は、局所的遠紫外線フラックスによる補正によって $\text{HCN}(1 - 0)$ 輝線が高密度ガスの良い指標になることを示した。その結果、補正された高密度ガス質量を使って、近傍分子雲から系外銀河にわたる 8 桁以上にも及ぶ広い質量範囲 ($10^2 M_\odot < M < 10^{10} M_\odot$) で、星形成効率が普遍的な値 (星形成率 $\text{SFR} = (4.5 \pm 2.5) \times 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$) となることが示され、高密度ガスから星への変換時間 $M_{\text{dense}}/\text{SFR}$ はおよそ 20 Myr である。高密度ガスの密度 $> 10^4 \text{ cm}^{-3}$ に対応する自由落下時間は 0.4 Myr である。したがって、高密度ガスから星への変換時間は、自由落下時間よりも約 100 倍長く、非効率であることを示す。

このように幅広い密度スケールにおいて、星形成は非常に非効率であることが知られているが、分子雲の全体スケールでは、その原因として、分子雲に普遍的に存在する超音速乱流と磁場が有力視されている。また $10^5 M_\odot$ を超える巨大分子雲では、形成された大質量星によるフィードバック (電離光子や輻射圧, 星風) により母体の分子雲が破壊され、全ての分子雲質量が星になる前に星形成が止まる。以下にそれぞれの過程について簡単にまとめる。

(1) 超音速乱流

分子雲の内部乱流は、分子輝線の線幅や中心速度の分散で測定され、乱流速度 (σ) と分子雲のサイズ (L) には $\sigma \simeq 1 \text{ km s}^{-1} (L/1 \text{ pc})^{0.5}$ の関係がよく成立し、Larson 則と呼ばれる (Larson, 1981; Heyer & Dame, 2015). 星形成が起こるスケールである 0.1 pc を超えるスケールでの乱流速度は、分子雲の典型的な音速 ($\sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$) を超える速度をもつため、超音速乱流が存在している。Heyer & Brunt (2004) の図 1 に、 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ から求めた 27 個の太陽近傍分子雲の大局的なサイズ-速度関係が黒丸で表されている。空間サイズや環境・星形成活動が大きく異なるにもかかわらず、普遍的なサイズ-速度関係に従っていることがわかる。さらに、個々の分子雲内部の密度構造と速度構造を position-position-velocity 図から同定し、主成分解析 (Brunt & Heyer, 2002) からサイズ-速度関係を導出したのが、同図の白丸である。分子雲の大局的なサイズ-速度関係と、個々の分子雲内部のサイズ-速度関係は同じ普遍的な関係に従っている。

このような普遍的なサイズ-速度関係は、太陽近傍と環境が極端に異なる領域、例えば銀河系中心部や銀河系外縁部では成り立っていないことが知られている。銀河系中心部では同じサイズに対して、速度分散が系統的に高く (Oka et al., 2001), 銀河系外縁部では同じサイズに対して、速度分散が系統的に小さい (Heyer et al., 2001). しかし、これらの領域によって異なるサイズ-速度関係は、質量 M_{MC} の分子雲において、重力エネルギー $\sim -GM_{\text{MC}}^2/L$ と、乱流エネルギー $\sim M_{\text{MC}}\sigma^2/2$ が等分配になっていると考えないと説明できることが知られている。この両者の比はビリアル・パラメータと呼ばれ、 $\alpha \sim GM_{\text{MC}}/\sigma^2 L$ と定義され、速度分散は $\sigma \sim \sqrt{G\alpha^{-1/2}\Sigma_{\text{MC}}^{1/2}L^{1/2}}$ と表される。ここで Σ_{MC} は分子雲の平均的な面密度である。サイズ-速度関係の横軸を $L \times \Sigma_{\text{MC}}$ に変更すると大きく相関が改善し、比較的大きな分散が存在するが、おおよそ $\alpha \sim 1-10$ の範囲に分布する (Heyer et al., 2009; Miville-Deschênes et al., 2017). ただし、質量の小さい分子雲 ($< 10^{4-5} M_\odot$) ではビリアル・パラメータと質量は反相関する ($\alpha \propto M^{-0.4}$, 例えば Miville-Deschênes et al., 2017, 系外銀河でも同様の傾向が見られる)。

超音速乱流により低い星形成率を説明するモデルとして、分子雲のビリアル・パラメータが 1 のオーダーで、上記のサイズ-速度に従う定常的な乱流場を元にした乱流星形成理論がある (初めに星形成率を定量的に求めたのは Krumholz & McKee, 2005). 超音速乱流により多数の衝撃波が生じ、密度が大きな擾乱を受け、低密度領域や高密度領域が確率的に生じる。重力不安定の条件を満たした局所的な高密度領域が重力崩壊して星を形成するというモデルである。しかし、定常的な乱流を元にしたモデルだが、超音速乱流は外部からの注入がないと速度分散が分子雲を横切る時間程度ですぐに減衰してしまう (Stone et al., 1998). したがって、乱流をどのように駆動するのかを明らかにする必要がある。また、分子雲のビリアル・パラメータがなぜ 1 のオーダーなのかも、まだ明らかになっ

ていない。

分子雲が局所的に星形成を起こしつつ、大局的に重力収縮しているというモデルがある (Ballesteros-Paredes et al., 2011; Vázquez-Semadeni et al., 2019a). 分子雲が自由落下時間で重力収縮している場合、 $\alpha \sim 2$ となるため、ビリアル・パラメータだけでは観測的に大局崩壊しているかどうかは区別ができない。このモデルではビリアル・パラメータがオーダ 1 に分布することは説明可能だが、最終的な重力崩壊によって星形成率が増加することが予想され、低い星形成率を実現するためには、大質量星からのフィードバックによって雲を破壊する必要がある。分子雲が重力的に束縛されているかどうかは、いまだに論争が続いている。

(2) 磁場

星間媒質は磁場に貫かれてることが知られている。ローレンツ力は、磁力線を横切る流体の運動を妨げるように働く。磁場の直接定量は極めて困難ではあるが、様々なスケールにおいて、様々な手法で観測が行われてきた。

分子雲全体をトレースする低密度領域 ($A_V < 2$) の磁場については、ダスト減光された背景星の可視光および近赤外偏光観測から、その天球面に射影した磁場方向の情報が得られている。例えば、太陽近傍分子雲 13 領域の大局的な柱密度分布の長軸の方向 (分子雲は大局的に伸びた構造をしている) と、偏光観測から得られた磁場方向を比較すると、分子雲全体を含むスケールにおける磁場の方向が、柱密度分布の伸びた方向に平行な分子雲と、垂直な分子雲に二分されること指摘されている (Li et al., 2013). さらに Li et al. (2017) は、磁場方向と柱密度分布の伸びた方向の違いによって星形成率が異なることを発見した。磁場と柱密度分布の伸びた方向が平行な分子雲の方が、垂直な分子雲よりも星形成率が高い傾向がある。これは磁場が個々の分子雲の星形成率に影響を与えている可能性を示唆しているが、その起源はわかっていない。

Luk et al. (2022) は、Taurus 分子雲において、CO 観測により導出した速度分散の非等方性の方向と Planck 衛星により求めた磁場の方向の成す角が、低柱密度では $\sim 45^\circ$ 未満となりおおよそ沿っていたのに対して、高柱密度では大きくズレることがわかった。これは低密度部では磁気乱流が磁場と速度方向を決め、高密度部では重力が支配的であることを示唆していると考えられている。Planck 衛星によるダスト連続波の偏光観測でも、天球面に射影した分子雲の磁場の方向が広域で見積もられている (Planck Collaboration et al., 2016b).

しかしこれらの結果は限定された近傍星形成領域の結果であることから、今後より遠方の分子雲 (特に大質量星形成をホストしている分子雲) まで網羅的に、100–10pc スケールの磁場観測が必要である。しかし Planck 衛星の分解能では、100–10pc の分子雲スケールのデータが少なく、また Herschel を始めとする赤外線衛星ではトレースできていない大スケールであるため、今後、より遠方の分子雲 (特に大質量星形成が起こっている分子雲) まで網羅的に、100–10pc スケールの磁場観測が必要である。

(3) 大質量星によるフィードバック

大質量星によるフィードバック (電離光子放射, 星風, 超新星爆発) は, 巨大分子雲において星形成を終わらせると同時に, 分子雲を破壊する. また, 時間がたち十分勢いの弱まったフィードバック過程は, ガスを集積して次の分子雲の形成を引き起こす. このためフィードバックは星形成と分子雲ライフサイクルを駆動する極めて重要な過程である.

直接, Young Stellar Object (YSO) を観測できない遠方での星形成率の測定には, 大質量星の周囲の電離領域から放射される $H\alpha$ が星形成の指標としてよく用いられる. 例えば, 天の川銀河から約 2Mpc にある渦巻銀河 NGC300 における, 星形成領域 ($H\alpha$ により同定) と星間媒質の空間分布は, 大スケールで平均化した場合には良く相関するが, 50 pc 以下の小スケールでは反相関するという報告がある (Kruijssen et al., 2019). 彼らのモデルによると, 観測された反相関を説明するためには, 分子雲が 1.5 Myr の時間スケールで, 破壊される必要がある. これは一旦大質量星形成が始まると, 母体の分子雲は速やかに破壊されることを示唆する. 一方で Kawamura et al. (2009a) は, マゼラン雲において, 分子雲を大質量星形成活動の度合いに応じて 3 つのカテゴリに分類 (Type I: 星形成活動がない分子雲, Type II: 小さな HII 領域が付随する分子雲, Type III: HII 領域と若い星団の両方が存在する分子雲) し, 星形成活動が活発な Type III 分子雲は, Type I と Type II 分子雲よりも大きな質量をもつ傾向があることを示した. さらに, Fukui et al. (2009b) は, 分子雲を取り巻く HI ガスの質量も星形成活動が活発な Type III で大きいことを示した.

母体分子雲の破壊が始まるまでの時間スケールは, 分子雲質量への依存性がある可能性がある (すなわち分子雲ごとに時間スケールが異なる). したがって, トレーサー間の空間的反相関を調べる統計的手法のみでは, 真の時間スケールを求めることは困難であると考えられる. 分子雲全体のライフサイクルの理解には, 分子雲がどのように質量を得て成長するかの理解が引き続き不可欠である.

残された課題と LST への期待: 複数輝線による分子雲ライフサイクルの描像

LST では, 天の川銀河内の分子雲サーベイにより, 分子雲の乱流速度と Larson 則について, 分子雲の性質との対応関係を調べるのが期待される. 分子雲は質量が大きいほど星形成活動が活発な傾向にあるが, そこには大きな分散があり, $10^5 M_{\odot}$ ほどの大質量分子雲でも大質量星形成が起きていない例もある (Shimoikura et al., 2018a). LST を用いて $C^{18}O$ 分子輝線などによるサーベイ観測を実行することにより, 分子雲内の乱流速度やその空間相関を詳細に調査し, 分子雲質量と星形成率への依存関係を明らかにすることが必要である. 大質量星形成領域では YSO によるアウトフロー現象や衝突現象などが起きており, 速度構造は複雑である. 速度構造の調査のためには熱運動を分解可能な 0.1 km s^{-1} 程度の速度分解能が求められる.

さらに分子雲の内部は階層的な密度構造・乱流構造になっていることが知られており (Kobayashi et al., 2022),

従来の ^{12}CO , ^{13}CO , C^{18}O だけでなく、臨界密度がより高い HCN 分子輝線なども含めたサーベイが、LST の高感度な性能に期待される。これまでの天の川銀河サーベイは、第 5.2.1 節で述べた通り多数行われている。とりわけ、日本コミュニティとしては LST と同等の口径をもつ野辺山 45m 鏡の FUGIN による経験を活かし、より高感度なサーベイを南天で実現できることが強みである。FUGIN では $J = 1 - 0$ での C^{18}O と ^{12}CO とで見積もられるそれぞれの質量比 (“dense gas fraction”) が、分子雲質量に占める星形成フィラメントの質量割合に近いという傾向があり (Torii et al., 2019), これを大規模に検証するサーベイが LST には望まれる。一般的に、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ 分子輝線は、分子雲の低密度領域を観測する良いトレーサーとなる。一方、 $\text{C}^{18}\text{O}(J=1-0)$ 分子輝線については、Herschel 衛星によって捉えられたフィラメントよりも低密度のガスをトレースするとの報告があることから (Torii et al., 2019), $J = 2 - 1$ や $J = 3 - 2$ といったより高い遷移の観測が必要となる。よって、LST には、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ と、例えば $\text{C}^{18}\text{O}(J = 3 - 2)$ 等を同時観測が可能な受信機が求められる。

さらに連続波の偏波装置を実装し、ダストの整列起源と思われる 10–100pc スケールの偏波から磁場構造を推定することが、分子雲全体から個別の星形成誕生をつなぐ重要な観測になる。上で述べた通り、分子雲の大局的な密度構造と磁場の相関が分子雲の星形成率の大小に関係するという結果が得られているが、太陽近傍の分子雲に限られている。LST により同様の観測が遠方の大質量星形成領域や、系外銀河で可能になれば、多様な環境下での星形成における磁場の役割への理解が深まると期待される。また速度の非等方性との相関を調べた研究は、太陽近傍の中でも一部の分子雲に限られており、さらに多くのサンプルを基にした検証が望まれる。

さらに、特に 850 μm よりも短波長側に複数バンド設けることで、全強度・偏光度・偏光強度の波長依存性を調べることで、ダストサイズの空間分布を解明できる可能性もある (例えば Fanciullo et al., 2022)). これはダストサイズが分子雲のどの密度構造でどのように進化するか、Mathis-Rumpl-Nordsieck(MRN) サイズ分布の起源は何か、惑星形成の初期条件モノマーサイズの制限に極めて重要と考えられる。

最終的には、これらの観測結果を総合した分子雲ライフサイクルの描像を確立することが LST での 10–100pc スケールでのサイエンスゴールになる。特に、分子雲の進化段階のいつ大質量星形成がおこり、それが母体分子雲の完全な破壊に至るのか、を解明することが望まれる (Chevance et al., 2022). LST では単一鏡の特徴を活かして数千オーダーでの分子雲をサンプルが期待される。よって、大質量形成や星団形成の母体となる分子雲内のクラumpのサンプルも増やすことができる。Shimoikura et al. (2018a) では、野辺山 45m 鏡を用いた星団形成領域の統計的観測によって、星団付随の有無によるクラump分類から星団形成の進化の追跡を試みている。野辺山 45m 鏡で得られたサンプルに、LST による南半球でのサンプルを増やすことにより銀河系内の大質量形成・星団形成の進化・過程の解明が期待できる。

5.2.3 分子雲の形成と進化

第 5.2.1 節および 5.2.2 節で述べたとおり、分子雲のライフサイクルは銀河進化の要であり、その中で分子雲の形成と進化・破壊は主要な過程である。分子雲は星間媒質の中で最も濃密で冷たい成分であり、星形成の舞台となる極めて重要なガス雲である。分子雲の材料となるのは銀河円盤の赤道面から約 400 pc(太陽位置での値)の厚みで分布する電氣的に中性な原子ガスである (Kalberla & Kerp, 2009)。中性原子ガスは数桁に及ぶ広い密度・温度範囲で存在し、低密度 ($n \sim 0.1 - 1 \text{ cm}^{-3}$) では輻射冷却効率が低く高温 ($\sim 8000 \text{ K}$) の温かいガス (Warm Neutral Medium, WNM) となるが、高密度 ($n \sim 10 - 100 \text{ cm}^{-3}$) では効率的な冷却により低温 ($\sim 100 \text{ K}$) の冷たいガス (Cold Neutral Medium) となる。その結果、原子ガスは密度が大きく異なる多相が同じ圧力になり隣接して存在するという多相星間媒質となる。

分子雲形成は、原子ガスが超新星爆発やスーパーバブル・銀河渦状腕が引き起こす衝撃波によって圧縮されることで引き起こされる。衝撃波により圧縮された原子ガスは熱的に不安定となり、暴走的に冷却・凝縮する。Koyama & Inutsuka (2002) は、先駆的な 2 次元流体シミュレーションにより、衝撃波圧縮された領域は、熱的不安定性により形成された塊状の低温高密度なガス雲と、それを取り囲む衝撃波加熱された温かい原子ガスが入り乱れた多相乱流状態になることが示した。温かいガスの音速程度の乱流は、低温雲にとっては超音速であるため、低温ガス雲は、温かいガス中を自身の音速よりも大きな速度で運動する。このガスの運動を CO などのガス雲のトレーサで見ると、超音速乱流 (Larson, 1981) として観測される (Koyama & Inutsuka, 2002)。この小さな低温雲が、原子ガスの集積や合体により成長し、分子雲へと進化する。多数の微細分子雲が超音速の相対速度で運動していることは、観測的にも確かめられている (Tachihara et al., 2012)。

磁場によって制御される初期分子雲形成・進化

分子雲の形成時間は、観測的な例では、大マゼラン雲内の巨大分子雲の周囲に付随する原子ガスの運動から、約 10 Myr と見積もられている (Fukui et al., 2009b)。このとき分子雲周囲の原子ガスの密度は、希薄な WNM よりも高密度 ($n \sim 10 \text{ cm}^{-3}$) である。我々の銀河系でも、分子雲の近傍に存在する原子ガスにおける CNM の割合は、平均的な星間空間での値よりも高いことが知られている (Stanimirović et al., 2014)。銀河大域シミュレーションにおいても、分子雲へと進化する直接の材料は高密度な原子ガス ($n \sim 20 \text{ cm}^{-3}$) であることが示されている (Baba et al., 2017)。過去の流体シミュレーションでは、希薄な WNM を、その平均の減光量 A_V が 1 mag になるまで集積するには非常に長い時間 $\gg 10 \text{ Myr}$ がかかる (also see Hartmann et al., 2001) と考えられてきた。したがって、観測的および理論的な観点から、平均密度の高い CNM を含む二相の原子ガスを材料にした分子雲形成プロセスがもっともらしい。

磁場は分子雲形成にどのような役割を果たすのだろうか？ Iwasaki et al. (2019) は、自己重力を考慮しない分子

雲形成シミュレーションをおこない、高密度原子ガスの集積方向と磁場方向によって、分子雲形成効率と分子雲の性質がどのような影響を与えるかを調べた。磁場にほぼ沿って集積した場合は、集積方向の速度分散が卓越した非等方な超 Alfvénic 乱流が駆動され、乱流が卓越した分子雲へと進化する (Inoue & Inutsuka, 2012, など参照)。磁場に対して 10° 程度傾けて集積した場合、衝撃波圧縮で増幅された磁場によって乱流が抑制され、磁場に沿って集積した場合よりも高密度な分子雲が形成される。さらに角度をつけて原子ガスを集積した場合、磁気圧により分子雲形成が妨げられる。このように磁場は、分子雲の物理的な性質を決めている可能性がある。Iwasaki & Tomida (2022) は、さらに自己重力を考慮した分子雲形成シミュレーションをおこない、磁場に対して少し傾けて原子ガスが集積した場合に、フィラメント状の構造が形成されることを明らかにした。原子ガスの集積方向が磁場に対してランダムとすると、磁場にほぼ沿った集積が起こる確率は無視できるので、分子雲において、フィラメント状構造が普遍的にみられるという観測結果と整合的である (André et al., 2010)。また、 $\sim 10^5 \text{yr}$ の若い星団が付随する暗黒星雲の観測から、その内部のフィラメント状分子雲に対して垂直に貫く磁場の存在が確認された (Shimoikura et al., 2019; Kusune et al., 2019)。これは、磁場が分子雲形成後のフィラメントの形成とその進化にも重要な役割を果たしていることを示している。

局所分子雲形成シミュレーションにより、温度が 10K の分子雲のみが空間的に充填されているのではなく、原子ガスが塊状の分子雲を埋めるように存在していることが明らかとなった。これは原子ガスの集積によって、乱流が駆動されるとともに、その乱流によって原子ガスが分子雲内部まで取り込まれるためである。実際に分子雲内部の方向に二相原子ガスの吸収線が同定されている (Stanimirović et al., 2014; Nguyen et al., 2019)。

化学反応にも分子雲の多相乱流の影響が表れる。 H_2 のダスト上での形成時間は、分子雲の平均的な密度 10^2 cm^{-3} のとき、10 Myr 程度 (形成時間は密度に反比例して減少する Hollenbach et al., 1971) と見積もられ、流体運動の影響を強く受ける。高密度な領域で効率的に形成された H_2 は乱流拡散し、平衡状態ではほとんど H_2 が存在しない高温低密度な領域に温かい H_2 が存在できる (Valdivia et al., 2016)。その他、温かいガスの生成機構として、超音速乱流による衝撃波加熱がある (Myers et al., 2015)。実際に温かく励起された H_2 は、遠紫外線の吸収線として検出されている (例えば Gry et al., 2002)。このように衝撃波加熱されたガスや分子雲内部に存在する温かい原子ガスは、高い吸熱温度をもつ化学反応で生成される CH^+ の過剰な存在量 (Lambert & Danks, 1986) を説明する可能性がある (Myers et al., 2015)。このような温かいガスに存在する分子は主に吸収線で同定されている。これまで、Taurus 分子雲の縁での H_2 輝線の検出 (Goldsmith et al., 2010) や、分子雲内部の星形成に関連しない領域での中間回転励起 CO 輝線の検出 (Larson et al., 2015) がなされているが、詳細な空間構造まではわかっていない。

巨大分子雲への進化

多相ガスの微細構造まで分解する高解像度での計算が可能な、局所分子雲形成シミュレーションによって、少なくとも形成初期の分子雲の内部には大量の原子ガスが存在し、原子ガスの乱流エネルギーは、CO で同定される分子ガスの乱流エネルギーを凌駕することがわかっている (Inoue & Inutsuka, 2012; Iwasaki et al., 2019). 第 5.2.2 節で述べたとおり、巨大分子雲の重力エネルギーは乱流エネルギーに匹敵するほど大きい、そのような場合でも、原子ガスを含めた多相ガスとしては、重力的に束縛されていないという可能性を示唆している。しかし、数 10 pc の計算領域をもつ局所シミュレーションで到達できる分子雲質量はせいぜい $10^4 M_{\odot}$ 程度で、まだまだ小さく、巨大分子雲 ($M > 10^{4-5} M_{\odot}$) への進化を追うためには、銀河規模でのシミュレーションが必須となる。

巨大分子雲への進化は、超新星爆発やスーパーバブルによる圧縮、銀河渦状腕やバー構造による圧縮、分子雲同士の衝突などが複合的に働いて起こると考えられている。その質量獲得の過程で、原子ガスが分子雲へと降着し、また分子雲同士が衝突することで分子雲内部乱流が駆動される。近年では、星間ガスの多相構造を考慮した準大域シミュレーション (例えば Hennebelle & Iffrig, 2014; Walch et al., 2015; Kim & Ostriker, 2017, がある。1kpc 程度の計算領域で銀河円盤を切り取り、超新星爆発を始めとした大質量星からのフィードバックが駆動する分子雲ライフサイクルを捉える) や、銀河円盤全域を考慮した大域シミュレーション (例えば Wada et al., 2011; Dobbs et al., 2011; Baba et al., 2017) が行われている。

原子ガス集積による超音速乱流駆動

上記の通り、星形成過程で重要と思われる超音速乱流は、分子雲の質量獲得の際に起こる原子ガスの集積や、分子雲同士の衝突合体に伴って駆動される。先行研究では、分子雲の大局的な重力崩壊を妨げるのに十分な超音速乱流を駆動可能であるという結果 (例えば Padoan et al., 2016; Ganguly et al., 2022) と、大域重力収縮するという結果 (例えば Baba et al., 2017; Jeffreson et al., 2020) が得られており、分子雲の大局的な物理状態については、未だ論争が続いている。このような不一致の考えられる大きな原因の一つは、大質量星からのフィードバックのサブグリッドモデルの違いである。それに加えて、多相乱流を捉えるためには極めて高分解能の計算が必要なのも原因の一つである。Kobayashi et al. (2020) は、原子ガスの集積によって駆動される乱流を捉えるためには、少なくともガスの冷却過程を十分分解する必要があることを示し、例えば、太陽金属量で典型的な集積条件のもとでは、少なくとも ~ 0.02 pc の分解能が必要となる。銀河構造を考慮した数値シミュレーションは分子雲ライフサイクルを追うことができる反面、フィードバックのサブグリッドモデルの不定性が大きく、多相乱流を分解することが困難で、分子雲進化における超音速乱流駆動プロセスはまだ理論的には未解明である。

残された課題と LST への期待

微小分子雲の観測

熱不安定性は、熱伝導による抑制が効くスケール (Field 長と呼ばれる。分子雲形成時の Field 長はおおよそ 10 au 程度。Field, 1965) 近くまで大きな成長率を持つため (Koyama & Inutsuka, 2000), 分子雲は極めて細かな構造として誕生し、成長することが期待されている。Field 長を空間解像して観測的に検証することは困難であるが、星形成領域の縁で星間ガスが圧縮された領域において、約 $0.1 M_{\odot}$ の微小な分子雲が存在することが観測的に知られており (例: Pegasus 領域の NANTEN 望遠鏡による観測 Yamamoto et al., 2006a), 熱不安定性による微小分子雲形成が起こっていることの観測的示唆であると考えられている。同様の微小分子雲は高銀緯分子雲 (Sakamoto, 2002) や、Taurus 分子雲周囲の低柱密度領域 (Sakamoto & Sunada, 2003), Polaris Flare (Falgarone et al., 2009) などで見つかっている。Tachihara et al. (2012) は、HII 領域に接している分子雲の縁で、互いに超音速の相対速度をもつ大きさ 10^3 au– 10^4 au の微小分子雲を発見した。高感度観測かつ広い視野観測により、低柱密度領域 ($A_V < 1$) から分子雲本体の高柱密度領域までの密度構造と速度構造を明らかにすることで、実際にこのような微小構造が分子雲本体の内部まで普遍的に存在しているか、また、乱流状態が進化の過程で分子雲の力学状態にどのように引き継がれているか、の観測的検証が望まれる。

複数密度・温度トレーサと偏光観測による低星形成率の起源の解明

分子雲の形成・進化を追い、低い星形成率の起源と考えられている超音速乱流駆動と磁場構造をとらえるためには、原子ガスから分子雲に至る幅広い密度・温度範囲のガスを網羅的に観測する必要がある。特に局所分子雲形成シミュレーションによると、原子ガスと分子ガスは空間的に入り乱れて存在し、原子ガスのほうが大きな乱流エネルギーをもっていること (Inoue & Inutsuka, 2012), そして超音速乱流駆動の効率は、原子ガスの密度構造に依存することが示唆されている (Kobayashi et al., 2020)。LST により、CI や CO (とその同位体) その他様々な密度・温度トレーサーによってこれまで観測が難しかった低密度領域も含めた高感度かつ広域のマッピングができれば、超音速乱流の駆動源である原子ガス集積の運動エネルギーがどのように分子雲の超音速乱流に転換されているか、に迫ることができる。それに加え LST の偏光観測 (直線偏光・可能ならば Zeeman 観測) により、広い密度範囲で磁場構造が得られれば、磁場が流体運動にどの程度影響を与えているかがわかるだろう。

衝撃波の検出による分子雲乱流構造の同定

前述のとおり、多相ガス中の超音速乱流により、至る場所で衝撃波が生じて乱流の散逸が起こる。これまで衝撃波による散逸を示唆する分子輝線として、中間励起 CO 輝線が提案されている (Pon et al., 2012)。Larson et al. (2015) は、Herschel-SPIRE を用いて Taurus 分子雲を観測し、星形成活動に付随しない中間励起 CO 輝線 ($J = 8$ までの励起) を検出しているが、感度不足は否めない。LST の高感度観測によって、衝撃波散逸起源の中間励起 CO

輝線やその他の衝撃波トレーサで衝撃波加熱領域をとらえ、その空間構造が描ければ、密度・温度をトレースする輝線観測結果と比較することで、速度勾配の原因が推定可能となり、より詳細な速度構造解明につながる。輝線観測と PDR モデルと合わせることで、密度と磁場に制限が与えられると考えられる。分子雲の進化に対する示唆も、乱流の散逸率に対する制限と、周囲からの原子ガス集積によるエネルギー注入率との比較により得られる。

5.2.4 分子雲中の高密度構造形成

Herschel 宇宙望遠鏡がおこなった近傍分子雲のダスト連続波広域観測により、分子雲には細長い円柱状の高密度構造 (以下フィラメントと呼ぶ) が普遍的に存在し、星を生む分子雲コアは、単位長さあたりの質量が臨界質量を超えるフィラメント内に存在していることが明らかとなった (例えば [André et al., 2014](#))。また中・小質量形成領域だけでなく、大質量星および星団形成領域や、大小マゼラン雲などの低金属量環境下においても、フィラメントの重要性が指摘されており、様々な環境における広い質量範囲の星形成においてフィラメントが重要な役割を果たしている可能性がある。フィラメントにおける星形成パラダイムは、星形成研究の連鎖的星形成 ([Elmegreen & Lada, 1977](#)) と分子雲衝突 ([Fukui et al., 2021a](#), 第 5.2.8 も参照のこと) と並び、星形成 3 大パラダイムの一大潮流となっており、現在世界中で活発に研究がなされている。

フィラメント構造はどのように形成されたのだろうか？第 5.2.3 節で述べたとおり、分子雲自体は、原子ガスが超新星爆発やスーパーバブル・銀河渦状腕衝撃波で圧縮された結果形成される。その結果、分子雲中では超音速乱流が駆動され、その内部でフィラメント状構造が形成されたと考えられている。これまでハーシェル宇宙望遠鏡による観測の前から、様々なフィラメント形成メカニズムが提案されてきた。代表的な説として、衝撃波で圧縮されたガス層の重力不安定性によりフィラメントに分裂したという説 (例えば [Miyama et al., 1987](#)) や超音速乱流により階層的に形成されるシート状の構造が重なることでフィラメントが形成されたという説 (例えば [Pudritz & Kevlahan, 2013](#))、非一様な密度構造を衝撃波が通過したときに衝撃波後面に生じる収束流により形成されたという説 ([Inoue & Fukui, 2013](#)) がある。フィラメント状分子雲は複数のメカニズムにより形成されうる構造である。どの説がフィラメント形成過程として最も有力かを明らかにするためには、それぞれの形成メカニズムにより作られるフィラメントの特徴を理論的に明らかにし、それらを観測的に実証する必要がある。

提案されているフィラメント形成過程は、分子雲において衝撃波圧縮や乱流・自己重力といった重要な物理過程が原因となるもので、どの形成過程が有効に働くかは、様々な要因に依存すると考えられる。例えば、近年の理論研究 ([Abe et al., 2021](#)) は、衝撃波圧縮によるフィラメント形成過程は、衝撃波速度によってそのメカニズムが変わることを明らかにした。ある臨界速度よりも衝撃波速度が小さい場合は乱流と自己重力によるフィラメント形成が主に働き、また、衝撃波速度が大きい場合は衝撃波後面の収束流によるフィラメント形成が主に働くことを示した。彼らは、フィラメントが星を形成するまでのタイムスケールとフィラメントの単位長さあたりの質量の進

化が衝撃波速度の関数として変化することを示した。この結果は、衝撃波速度は分子雲の星形成活動に重要な影響を与えることを示唆している。さらに、シミュレーションから、この衝撃波速度の違いによる 2 つの星形成メカニズムでは、速度構造が異なることが予測されている (図 5.1 参照)。これらの予測は、観測データからフィラメントの軸に対して直交方向の位置-速度図を解析することで検証することが可能である (例えば [Arzoumanian et al., 2018, 2022](#))。

フィラメント形成の観測的示唆

おうし座分子雲の星形成フィラメント周辺の数値構造の観測により、フィラメント本体を介して両側に、それぞれ赤方偏移と青方偏移した 2 つの速度成分検出された (図 5.2 右を参照のこと。 [Palmeirim et al., 2013](#); [Shimajiri et al., 2019b](#))。これらの観測は、周辺ガスがフィラメントに流れ込んでいることを示している。おうし座分子雲は、ペルセウス OB2 association によって形成された遠方に位置するバブル状構造の端と手前側に位置するローカルバブルの端にまたがって分布していることから、これらバブルの両側から圧縮されているのであろう ([Shimajiri et al., 2019b](#); [Zucker et al., 2022](#))。つまり、理論モデルで提唱されているように、衝撃波圧縮がシート状の雲を形成し、フィラメントに垂直な方向に沿ってガスが流れ込んでいると解釈できる。

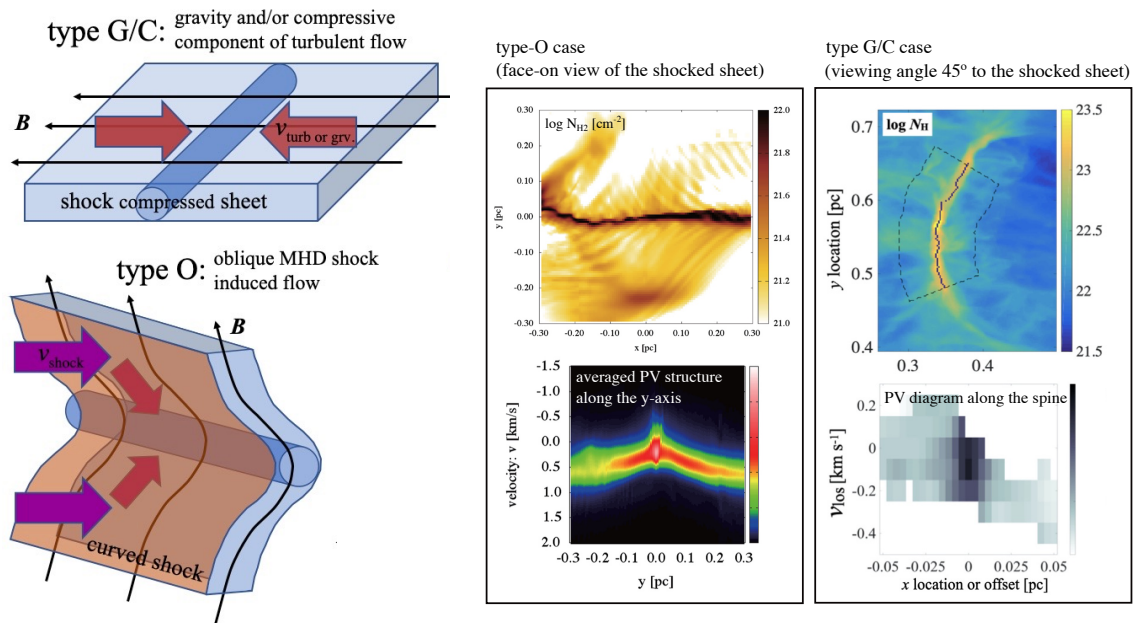


図 5.1: 左) 異なる 2 つのフィラメント形成メカニズム (タイプ G/C, タイプ O) の模式図。淡青の平板状の構造は、フィラメント形成がおこる衝撃波圧縮層を表す。黒実線は磁力線の向きを表し、赤と紫の太い矢印はガス流の向きを表す ([Pineda et al., 2022](#))。右) 上段には、タイプ G/C とタイプ O を想定したフィラメント形成シミュレーションで得られた柱密度分布を図示している。下段には、各形成メカニズムで作られたと思われる観測されたフィラメントの位置-速度図 ([Inoue et al., 2018](#); [Arzoumanian et al., 2018](#); [Abe et al., 2021](#))

この解釈を確認し、また、フィラメント形成過程を理解するためには、以下の 3 点が重要である。

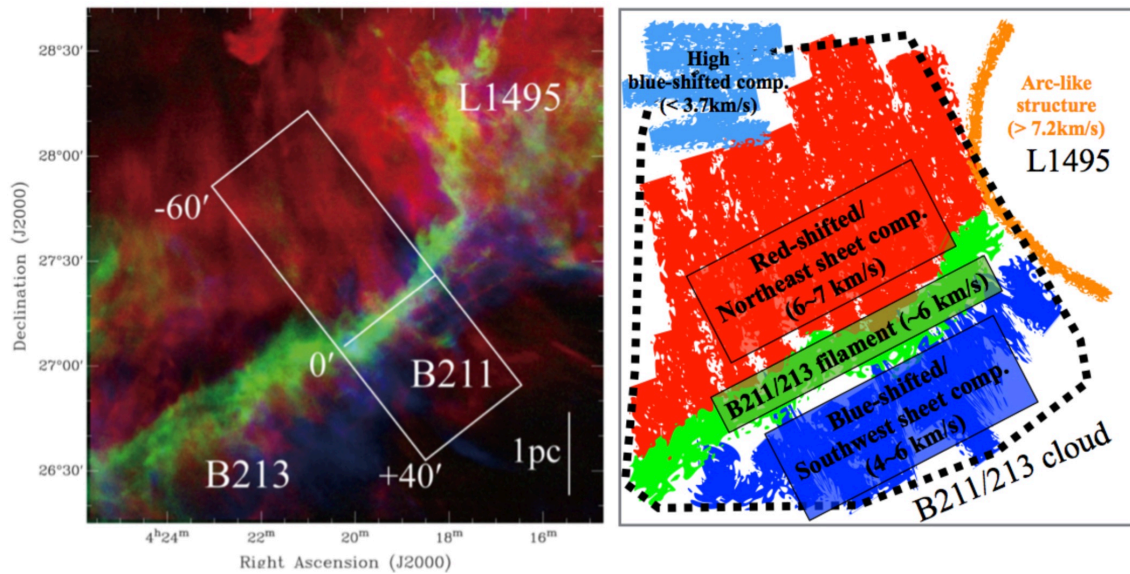


図 5.2: 左) おうし座分子雲にある B211/B213 フィラメント付近における CO 輝線の積分強度図 (赤と青: $^{12}\text{CO}(1-0)$, 緑: $^{13}\text{CO}(1-0)$) (Goldsmith et al., 2008; Palmeirim et al., 2013). 右) フィラメント付近の速度構造を表した模式図. フィラメントに相当する中間的な速度成分をもつ領域を緑で示し, 赤方偏移した速度成分と青方偏移した速度成分をもつ領域をそれぞれ赤と青で示す. この速度構造は, ガス層の中に存在する B212/B213 フィラメントへのガス降着流として解釈されている (Shimajiri et al., 2019b). フィラメント形成過程と, 周囲からのガス降着による進化過程を明らかにするためには, このような観測を多くの系統的なフィラメントのサンプルに対しておこなうことが必要である. Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

1. 多くのフィラメントと分子雲をサンプルし, フィラメント軸の天球面に対する傾き角がランダムだと仮定し, projection effect によるバイアスを統計的に取り除く.
2. フィラメントの両側をカバーする数パーセクスケールの速度マップを取得し, フィラメント形成におけるタイプ G/C(重力 (Gravity) および乱流による圧縮 (Compression) によるフィラメント形成) とタイプ O(斜め (Oblique) MHD 衝撃波によるフィラメント形成) のプロセスの再現性を系統的に評価する.
3. 異なる環境下にあるフィラメントおよび分子雲を観測し, 衝撃波圧縮の起源やフィラメント形成・進化過程への環境の影響を検討する.

一般的に観測から得ることができるのは post-shock であり, 衝撃波の速度の情報を直接的に得ることができない. しかし上記 3 点の観測から, 圧縮の起源となった衝撃波の速度を間接的に得ることができる可能性がある.

LST の役割

(1) 広い周波数カバレッジ, (2) ガスの音速を分解可能な 0.1 km s^{-1} の速度分解能, (3) 効率よく数平方度の広域観測を行うためのマルチビーム受信機を兼ね備えた LST は, フィラメント研究に必要な, 低密度域から高密度域のガスを捉えることを可能とする複数の分子線遷移のデータの取得を可能とし, 以下について調べることができる.

- 分子雲中の乱流を調べ、分子雲が垂/遷移/超音速運動をしているか、いつどこでこれらの異なる領域間の遷移があるかを明らかにする.
- フィラメントに沿った速度勾配, フィラメントの進化, 質量降着率の推定, 進化のタイムスケール (フィラメントが重力的に不安定になりコアに分裂するまでにどれくらいかかるか). フィラメントの周辺を観測するためには, 低密度トレーサー (CO など) での広域観測が必要となり, 高密度ガストレーサーでのフィラメント内部 (0.1 pc 以下) の速度構造の分解には, LST の高空間分解能が必要となる.

5.2.5 分子雲中の高密度構造の性質

太陽近傍 (距離 < 500 pc) におけるフィラメントの性質と小・中質量星形成

質量収支

第 5.2.2 節で述べたように, 星形成率は高密度ガスの質量に比例することが観測的に示唆される. この高密度ガスの約 60-90% がフィラメント構造にあるため (Arzoumanian et al., 2019; Roy et al., 2019; Kumar et al., 2020a), 星形成率はフィラメント質量に比例していると考えられる. したがってフィラメントの何割のガスがどれだけの時間で星になるのかが分かれば, 銀河円盤スケールや分子雲スケール観測される星形成効率や星形成率をフィラメントから明らかにすることができる.

観測的には, 分子雲中全体におけるフィラメント構造の割合は星形成領域によって大きく異なる. その一方で, フィラメントのうち将来星形成を起こすと思われる重力的に束縛された分子雲コアになるのは約 15-20% であることがわかっており, 分子雲コアが星形成を起こすまでの時間スケール ($\sim 1\text{Myr}$. Class II の YSO との数量比から推定) とコアから星への変換効率 (~ 0.4 . コア質量関数と星初期質量関数のピーク質量の比から推定) と合わせると, 星形成率が $\sim 2 \times 10^{-8} (M_{\text{fil}}/1M_{\odot}) \text{ yr}^{-1}$ と予想される (Könyves et al., 2015, 2020). ここで M_{fil} はフィラメントの質量である. この星形成率は, 観測値と整合的である (例えば Lada et al., 2012; Shimajiri et al., 2017).

しかしこれらの結果は, 詳細なフィラメント構造観測が可能な太陽近傍にある分子雲 (距離が 450 pc 以下) に対する観測から得られたものである. そのため, 銀河系中心部や銀河外縁部, HII 領域をすでにもった大質量星形成領域, 孤立した分子雲など, 異なる環境下において, フィラメントを介した星形成率がどのように決まっているのかを調べるのが非常に重要となる.

動径分布 (フィラメント幅)

ハーシェル宇宙赤外線望遠鏡によるダスト連続波観測で同定されたフィラメント状構造は, 多様な長さで中心柱密度, 線密度 (単位長さあたりの質量) をもっていることが明らかになっている (Arzoumanian et al., 2019; Schisano

et al., 2020). 一方で、動径方向の柱密度分布の詳細な解析により、少なくとも Gould Belt 近傍の分子雲 (距離 450 pc 以内) では、図 5.3 左に示すように、フィラメント幅の頻度分布は、幅がジーンズ長で決まっていると仮定したときの頻度分布と比較して非常に狭い分布をしており、約 2 倍の分散があるものの典型的な値は 0.1 pc であることが明らかになっている (Arzoumanian et al., 2011; Koch & Rosolowsky, 2015; Arzoumanian et al., 2019). ただし、このとき幅はフィラメントの軸に対して垂直な方向に沿った面密度プロファイルを Plummer 関数でフィッティングしたときのフィッティング関数の半値幅を表す。この頻度分布は同定したそれぞれのフィラメントの軸に沿って平均した幅に対する統計分布であり、個々のフィラメントの軸に沿って幅は 0.1 pc の周りに約 2-4 倍程度の分散をもっている (例えば Juvela et al., 2012; Ysard et al., 2013).

一方で、分子輝線の観測で得られたフィラメント幅はダスト連続波の観測結果と一致せず、大きな分散を持つことが報告されている (例えば Pineda et al., 2011; Panopoulou et al., 2014; Hacar et al., 2018). このダスト連続波から得られた値との違いは、分子輝線による観測では、異なる分子がトレーサーとして用いられており、各分子輝線が捉えることができる密度域が連続波と比べて狭いことに起因している (Shimajiri et al., 2023, および図 5.3-中参照). またダスト表面への凍結の度合いもトレーサにより異なり、幅推定に影響を与える。つまり、フィラメントの幅のダスト連続波による測定と分子輝線による測定の結果の違いは、トレーサーの違いによるバイアスに起因する。幅 0.1 pc が普遍的な値であるならば、ダスト連続波で測定された近傍の分子雲内のフィラメントの幅の中央値である 0.1 pc は、フィラメント構造における真の共通スケールを反映していると考えられる。もし、この結果が多様な星形成領域において確認されれば、この特徴的なスケールが、重力的分裂によって形成されるコアの質量とコア間の間隔・コアの密集度・コアの角運動量など、コアの物理的性質に重要な影響を与えると考えられるため、その後の星形成過程において重要な影響を星形成に与えることになる。そのためには、高空間分解能・高感度かつ広がった構造をとらえることができるサブミリ波連続波による大規模観測が要求される。

もし、幅 0.1 pc が幅広い線密度範囲で普遍的に成り立っているとすると、フィラメント構造に対して大きな謎が生まれる。フィラメント状の構造には、臨界の線密度 (単位長さ当たりの質量) が存在し、線密度がこの臨界値より小さい場合は、外圧により平衡状態を保つことが可能である。ちょうど線密度が臨界値と等しいとき、無限に広がったフィラメント平衡解が存在する (Stodólkiewicz, 1963; Ostriker, 1964). 線質量が臨界値より大きい場合 (超臨界)、熱的圧力ではフィラメント構造を支えることができず、自己重力により動径方向に収縮する (Inutsuka & Miyama, 1992). 臨界線密度は $2c_s^2/G \sim 17 (T/10 \text{ K}) M_\odot \text{ pc}^{-1}$ と表され、およそ 10 K の等温が実現される分子雲では定数となる。

星形成が起こっているフィラメントは、線密度が臨界値を超えた超臨界状態にあり、理論的には、熱圧力以外の重力に抗する力がなければ、自己重力で暴走的に収縮してしまう。この暴走収縮が十分速ければ、フィラメント内で分子雲コアがフィラメントの長さ方向に分裂できない (Inutsuka & Miyama, 1992, 1997). しかし、観測的にはフィラメント幅は線密度に依存せず典型値 0.1 pc 程度と示唆されており、どのように自由落下のタイムスケールで

動径方向に崩壊せず、コアに分裂できるかを明らかにすることは、星形成を理解する上で非常に重要となる。

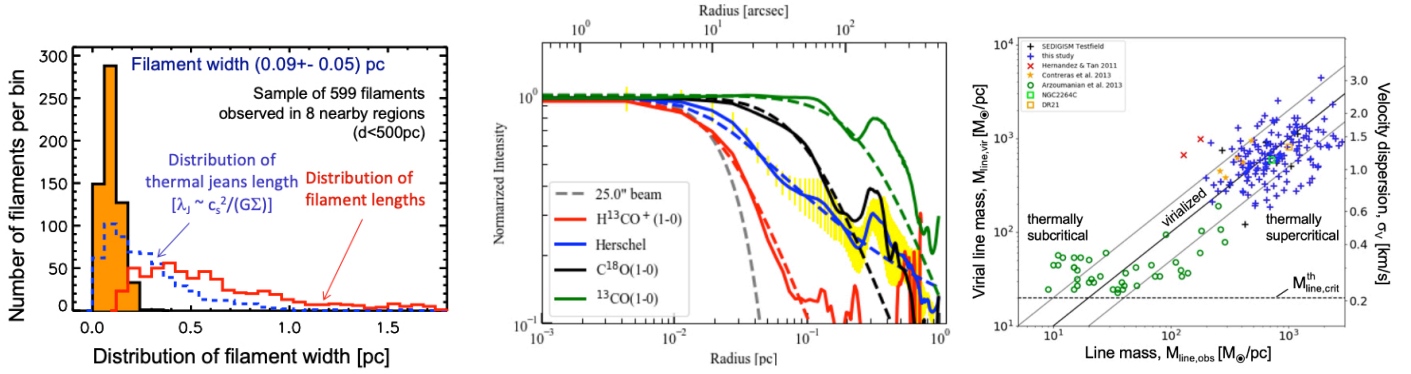


図 5.3: 左) フィラメント幅の頻度分布 (オレンジ). フィラメントの長さやジーンズ長と比べて非常に狭い分布となっている (Arzoumanian et al., 2019). 中) NGC 2024S フィラメントを複数の分子輝線で観測して得られた強度の動径分布. 青はハーシェル宇宙望遠鏡によって得られた柱密度分布, 赤は $H^{13}CO^+$ 輝線強度, 黒は $C^{18}O$ 輝線強度, 緑は ^{13}CO 輝線強度であり, 全て同じ角度分解能 (25 秒角 ~ 0.048 pc, 灰色破線はビームを表す) に合わせている. 破線はそれぞれの輝線強度に対するベストフィットの Plummer モデルである (Shimajiri et al., 2023). 異なる分子輝線によって得られるフィラメントの動径分布や幅は, それぞれの臨界密度とダストへの凍結の度合いによって影響を受けることに注意されたい. **フィラメントの動径分布を明らかにするためには, フィラメントの全密度範囲において光学的に薄いダスト連続波を用いることが最も重要である.** 右) 多くのフィラメントサンプルから得られた, ビリアル質量 ($M_{line,vir} = 2\sigma_v^2/G$) の線密度依存性. 右縦軸に対応する 1 次元速度分散 (σ_v) を示す (Arzoumanian et al., 2013; Mattern et al., 2018, より). Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

フィラメント中の速度構造

重力に抗する力として, 熱的圧力の他に, 乱流圧と磁場によるローレンツ力がある. その一つである乱流の速度分散は分子輝線の観測により求めることが可能である. 実際, 超臨界フィラメントに対する観測から, 速度分散がフィラメントの中心柱密度 (または単位長さあたりの質量) の関数として, $M_{line} \sim M_{line,vir} = 2\sigma_v^2/G$ に従い増加していることが示された (図 5.3 右). ここで, $M_{line,vir}$ は, フィラメントのビリアル線質量 (速度分散で支えられる最大の線密度), M_{line} はフィラメントの線密度で, σ_v はフィラメント内の一次元方向の速度分散である. この結果は, 超臨界フィラメントが熱的に不安定である一方で, 乱流が動径方向に有効なサポートを与え, 重力的な自由落下を防ぎ, ほぼ平衡状態にあることを示唆している (Arzoumanian et al., 2021a). この提案は, 近傍領域では超臨界フィラメントの統計量は少ないため, 限られた観測から導き出されたものである. しかし, これらのデータはフィラメントの内部を十分に空間分解していないデータも含み, かつ, 必ずしも高密度ガスを捉えない ^{13}CO や $C^{18}O$ が用いられている. そのため, より遠いフィラメントに対する観測で得られた速度分散も同様の傾向を示してしまう (図 5.3 右の青色データ点). つまり, この結果を確定するためには, より多くの超臨界フィラメントを空間分解した高密度ガストレーサーによる観測により, 正確な速度分布を求めることが求められる. 50m という大口径電波望遠鏡の LST であれば, 高角度分解能を得ることが可能となり, 従来の観測より遠方のフィラメントでも

十分空間分解できるため¹，より多くの超臨界フィラメントを観測することで，この問題の解決が期待される．

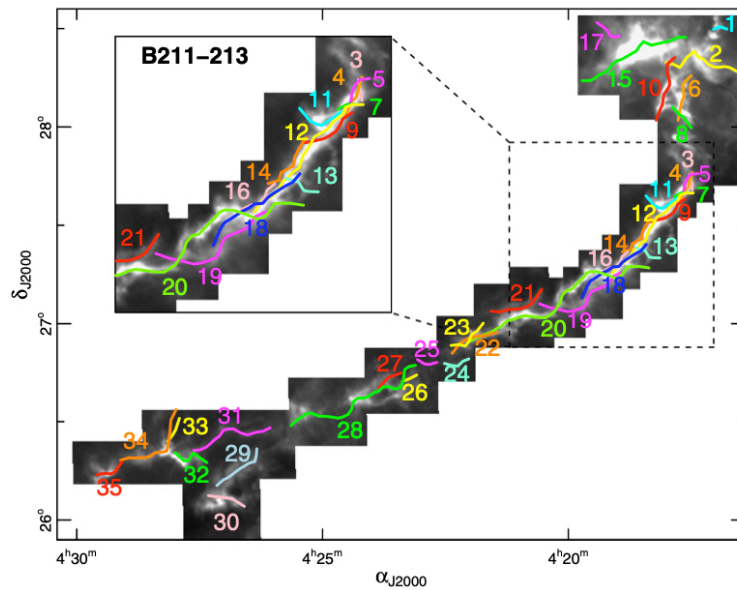


図 5.4: おうし座分子雲の B211/B213 フィラメントの *Herschel* SPIRE 250 μm ダスト連続波の画像に $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ FCRAO と, $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ IRAM-30m で同定されたコヒーレントな速度構造を番号付きの実線として，重ねて描いた図 (Hacar et al., 2013). このフィラメントは，その内外の小スケールの速度構造と大スケールの速度構造の両方が観測されている数少ない天体の一つである．そのため，フィラメントの形成や進化の明らかにするためには，フィラメントや分子雲のサンプルを LST による観測により増やす必要がある．Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

さらに注目すべきこととして，このおうし座分子雲にある 0.1 pc 幅程度のフィラメントの内側には，複数の異なる速度をもったフィラメント状構造 (ファイバー) が検出されている (図 5.4 右, Hacar et al., 2013). このようなフィラメント内部の異なる速度成分の起源として，(1) フィラメントが分裂して形成された，(2) フィラメントに物質が降着してできた，(3) 分子雲の中で複数のフィラメントが独立して形成し，それらが集まって大きな 1 つのフィラメントになった，などのアイデアが提唱されているが，明らかではない．しかし，このように 0.1 pc 程度の幅のフィラメントの内部でファイバーが観測されたのは，ごく一部のフィラメントに限られており，どの程度の割合で存在するのかを推測するには，更なる観測研究が必要である．

フィラメントの偏波 (磁場) 構造

磁場観測の全体像： フィラメント形成とその後の進化における磁場の役割は，近年，観測的に検証されつつある (例えば Wang et al., 2019a; Doi et al., 2020, 2021; Arzoumanian et al., 2021a; Kwon et al., 2022). フィラメントには，銀河スケールから 100 pc スケールにおける星間物質の構造形成の帰結という側面と分子雲における星形成の初期条件を与えるという 2 つの面があり，銀河研究と星・惑星系研究をつなぐ重要性がある．

¹0.1 pc 幅のフィラメントを空間分解するには, 0.05 pc 以下の空間分解能が必要となる．例えば, 15m 口径の JCMT を使用した場合, $\text{C}^{18}\text{O}(3-2, 329.331 \text{ GHz})$ の観測で得られる空間分解能は $15''$ である．そのため, 距離が 600 pc までのフィラメントしか空間分解することができない．50m 口径の LST であれば, 2 kpc の距離にあるフィラメントも空間分解することが可能となる．

ミリ波サブミリ波帯では、星間ダストの整列を利用した直線偏波撮像、電波スペクトル線の Zeeman 効果 (Zeeman, 1897) による円偏波や電波輝線の直線偏波である Goldreich-Kylafis 効果 (以下, GK 効果; Goldreich & Kylafis, 1981) の指向観測を通じ、星間磁場の研究が展開されている。ダスト偏波撮像からは、天球面における磁場の方向がわかる。視線と平行な成分に限定されるが、ゼーマン効果を用いれば磁場強度を直接測定できる。

単一鏡を用いたゼーマン効果測定は、主に較正技術の制限から OH や HI など、センチ波帯での低密度ガスにおける観測が主であり、HI 輝線や OH メーザー線を用いて $n \sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$ の希薄な星間雲の磁場が求められている (例えば Crutcher & Kemball, 2019)。ミリ波帯では CCS や CN 輝線を用いた、分子雲コアに対するゼーマン効果を測定も試みられているが、試行的段階の域を出ていない (Crutcher et al., 1996; Shinnaga et al., 1999; Levin et al., 2001; Falgarone et al., 2008; Nakamura et al., 2015, 2019)。GK 効果は、輝線の光学的厚さ τ が ~ 1 程度でガス速度場が揃ったいる (coherency がある) 場合に起こり (例えば Cortes et al., 2005)、分子流の周キャビティー構造などがその条件を満たす。しかし、単一鏡での検出例は少なく (例えば Forbrich et al., 2008)、星形成研究のトレーサーとして広く使われるには至っていない。

したがって、LST での星間磁場研究は、大規模な偏波撮像で磁場構造を明らかにする研究が軸となり、ターゲットを絞ったゼーマン効果測定が展開されるであろう。大口径の地上単一鏡を用いた偏波撮像観測が、もっとも強みを発揮する観測対象はフィラメントである。そこで、フィラメントからのダスト直線偏波撮像を軸に LST に求められる性能を考える。

角度分解能： 成層圏遠赤外線天文台 SOFIA² に搭載された直線偏波撮像装置 HAWC+ と口径 15 m の地上単一鏡であるジェームズ・クラーク・マクスウェル望遠鏡 (JCMT) の POL-2 を用いた研究が進展を見せている (例えば Pattle & Fissel, 2019)。HAWC+ の観測波長帯は 53, 63, 89, 154 および 214 μm , POL-2 は 450 および 850 μm である。両者の角度分解能は 5–18 秒角、基本的な観測モードをとる場合、視野サイズあるいは検出できる最大の空間スケールは直径 2.5 分角である。フィラメントは幅 0.1 pc 程度、長さはその数倍以上を持つ構造である (図 5.3 および 5.4 参照)。サブミリ波偏波観測は放射を捉えるため、天体の偏波構造を望遠鏡のビーム内で平均した情報しか得られず、ビーム内消偏波 (depolarization) を起こす。これを低減する唯一の方法は、高分解能化である。主鏡口径 50 m の場合、波長 850 μm での回折限界は 3.5 秒角である。飛翔体による波長 250 μm の偏波観測で 3 秒角程度の分解能を実現するためには、口径 14 m が必要となるため、LST の優位性を十分確保できる。ALMA の森田アレイとの接続性の観点からも、回折限界 3 秒角は合理的であり、距離 120 pc 程度の近傍フィラメントにおける分子雲コアおよびその内部構造 (0.01 pc スケール) を十分に分解できる。多波長偏波観測において、波長を 850 μm を基準にビーム内消偏波効果を同等にすることを優先するならば、波長 450 μm での実効口径は約 25 m, 350 μm では約 20 m が求められる。

検出すべき最大空間スケール： 地上望遠鏡でのボロメーター撮像は、空間フィルターとして働く。したがって、フィ

²“Pathways to Discovery in Astronomy and Astrophysics for the 2020s”の勧告を受け、2022 年 9 月に運用停止された。

ラメント撮像や分子雲コア抽出など、目的に応じて、偏波撮像と組み合わせられる望遠鏡掃天スピードにも選択肢を持たせ、観測ごとに検出可能な最大構造長を最適化できる機能を有することが望ましい。Herschel による連続波撮像データからフィラメントに沿った柱密度分布を解析した研究 (Roy et al., 2015) によれば、その 1 次元パワースペクトルの冪指数は、分子雲コアの質量頻度分布 (CMF) の大質量側の冪指数と一致する。これは分子雲コアの質量頻度分布が、少なくとも大質量側についてはフィラメント状分子雲の密度揺らぎ分布に起源することを示唆する (Inutsuka, 2001)。また、磁場に関する諸量 (フィラメント軸とのなす角など) のパワースペクトル指数も同様の値を示す (Arzoumanian et al., 2021a) ことから、CMF ひいては IMF の起源に磁気乱流の統計的性質が深く関与していることが示唆される (Misugi et al., 2019)。これは POL-2 による観測にもとづくが、その空間的ダイナミックレンジはわずか 1 桁超であり、より低密度ガスにサンプルを広げることが本質的である。

フィラメントは広がった構造をもつ天体の代表ではあるが、構造長としてどれほどの大きさまでを LST で検出すべきであろうか？まず、狭義のフィラメントに分類されるかは議論の余地があるが、へびつかい座分子雲のストリーマー構造なども、星形成パラダイムの統合 (Inutsuka et al., 2015a) の視点から degree スケールの構造検出が望ましい。広がった放射については「考え始めたらきりが無い」が、ひとつの目標として銀河系中心部の Central Molecular Zone (CMZ) の広がり、約 1.5 度を挙げたい。CMZ にはフィラメント状分子雲だけではなく、さまざまな構造と現象が見られる。CMZ の星形成率は円盤部に比べて低い (Baganoff et al., 2003a)。星形成研究の視点からは、「CMZ では、そもそも 0.1 pc スケールの構造が少ないから星形成率が低い」 (Battersby et al., 2020a) という指摘がある。この指摘の検証を含め、磁場で律速された銀河系円盤部の星形成 (Inutsuka et al., 2015a) と CMZ における星形成を統一的に理解するためには、0.1 pc (3.5 秒角) の分解能でフィラメント状分子雲を含め、 $\gtrsim 200$ pc ($\gtrsim 1.5$ 度) の CMZ を空間周波数に欠損なく偏波撮像することが求められる。

感度と偏波較正精度：偏波観測にもとづく、磁場構造の研究は、偏波観測の精度によって規定される。したがって、偏波観測で求められる精度については p.205 で述べる。

フィラメントにおけるコア形成

将来星を形成すると期待される重力的に束縛されたコア (Prestellar Core) は、主に、超臨界フィラメント内に存在する。そのため、コアの質量やコア間の間隔、コアの密集度、コアの角運動量といったコアの性質は、フィラメントと密接に関係していると考えられる。

フィラメントの重力不安定性の線形理論によれば、臨界線質量をもつフィラメントは、直径の 2 倍以上の波長を持つ軸対称の摂動に対して、不安定になるとされている (Larson, 1985)。この場合、最も速く成長する波長はフィラメントの幅 (W_{fil}) の 4 倍 ($\sim 4W_{\text{fil}}$) であり、分裂片の間隔も $\sim 4W_{\text{fil}}$ となる。しかし、観測されたコア間の間隔はフィラメントの重力分裂から予想される値とは異なっている。観測では、 $M_{\text{line}} \sim M_{\text{line,vir}} = 2\sigma_v^2/G$ のビリアル平衡状態にあると思われるフィラメントでは、コア間の間隔は有効ジーンズ長 $\lambda_{\text{fil}} = \sigma_v^2/G\Sigma$ (Σ はガス表面密

度, σ_v は速度分散) とほぼ同じ (~ 0.1 pc) である. このことは, コア間の間隔は, フィラメントの柱密度や単位長さあたりの質量の影響を受けず, λ_{fil} に等しいことを意味し, ビリアル状態のフィラメントの幅は $W_{\text{fil}} = 0.1$ pc に等しいことを示唆している (Arzoumanian et al., 2013).

フィラメントの重力不安定性の線形理論によると, フィラメント幅程度のゆらぎは成長できないが, フィラメント重力ポテンシャルの潮汐の影響を無視できるほどの非線形なゆらぎが小スケールであれば, 最大成長スケールよりも小さなスケールで分裂することは可能である. いくつかの分子雲では, フィラメント幅程度の小スケールの分裂と, フィラメント幅数倍の大スケールの分裂が階層的に起こっている兆候が見られている (例えば Hacar et al., 2013; Takahashi et al., 2013), 磁場なし孤立フィラメントの分裂過程を追ったシミュレーションによって同様の特徴が得られることが示されている (Lee et al., 2017) が, 磁化したフィラメント分子雲の進化の過程でこのような階層的な分裂が一般的に起こるのかはまだわかっていない.

今のところ, フィラメントの特性 ($W_{\text{fil}}, M_{\text{line}}, \sigma_v$ など) とフィラメントの分裂の詳細 (コアの間隔) の両方を調査できる観測データは非常に少ない. これは, より多くのサンプルを取得するためには効率的な広域観測が必要であり, さらに, 典型的なフィラメントの幅 0.1 pc を十分に空間分解し, フィラメントの速度幅を十分速度分解した観測が必要なため, 膨大な観測時間が必要とされるためである.

遠方分子雲 (距離 > 500 pc) におけるフィラメントの性質と大質量星と星団形成: ハブ・フィラメント構造

第 5.2.4 節で述べたとおり, 太陽近傍の低・中質量星の主要な形成現場は, フィラメント状分子雲である. では, 大質量星と星団形成はフィラメント構造とどのような関係にあるのであろうか? 近年の観測から, 2 本以上のフィラメントが合体してできた「ハブ」と呼ばれる領域が星団や大質量星の誕生場所であることが示唆されている (Schneider et al., 2012; Kumar et al., 2020a). このようなハブ・フィラメント構造では, フィラメントに沿って速度勾配が観測されている. この速度勾配はハブに向かっているため, フィラメントに沿ったガス流によるハブへの質量供給により大質量星や星団が形成されたと解釈されている. 単に質量を供給するだけでなく, ガス流は乱流を駆動することで, 分裂したコアが質量が小さい段階で重力収縮し星形成してしまうのを防ぎつつ大質量星が形成できるほどの大量の質量を供給することができる (Peretto et al., 2014). いくつかの研究では, 様々な大質量クランプやハブにおける乱流と重力の役割を調査しているが (Traficante et al., 2018), 単一の雲において大きなスケールから小さなスケールまでの速度, 磁場, 密度構造を一貫して捉えた観測は不足している. 特に, ハブとフィラメント間の磁場の 3 次元構造はこれまで研究例がない.

ハブ・フィラメント系全体の運動を研究するためには, 分子雲周辺部の低密度ガスから超高密度の星団形成クランプまでの広い密度域を抑えることが不可欠である. 高密度クランプ, ハブ, フィラメントは高密度ガストレーサー (N_2H^+ , H^{13}CN , H^{13}CO^+ など) を用いて捉えることができ, その周辺の広がった低密度の分子雲は CO 同

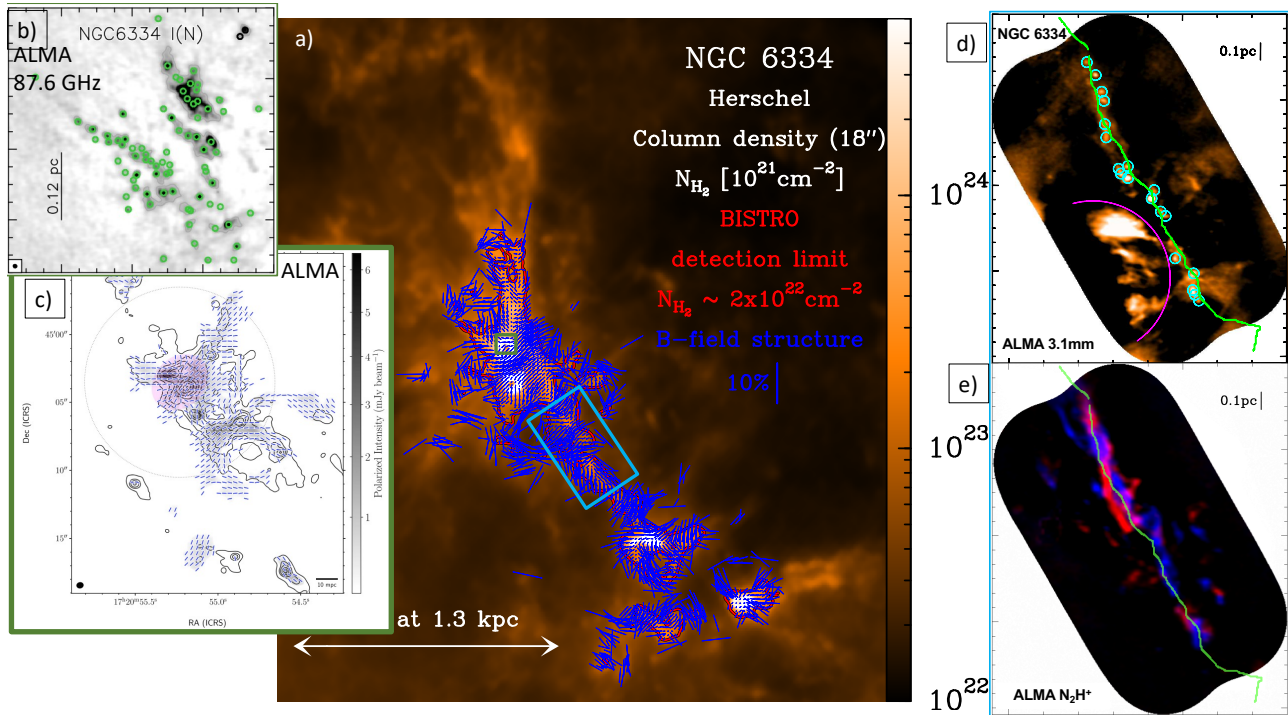


図 5.5: a) カラーマップは、ハーシェル宇宙望遠鏡による連続波観測から得られた、NGC6334 大質量星形成ハブ・フィラメント系の柱密度図 (Arzoumanian et al., 2021a, 2022, より). 青い線分は JCMT/POL2 観測 ($\gtrsim 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ のガスをトレースする, より広がった成分はフィルターアウトしている) から得られた点球面上の磁場の向きを表す. b & c) 星団形成領域 NGC6334 I(N) ALMA の微細構造を分解した, ALMA によるダスト連続波観測結果 (Sadaghiani et al., 2020; Cortés et al., 2021). LST によるダスト連続波観測により, ハブ・フィラメント系の全領域に渡って, 放射の全強度と偏光強度の両方のマップを描くことができる. それにより, 星団形成の現場を, 大きなダイナミックレンジで観測ができる. JCMT や Herschel (角度分解能 $\sim 14'' - 20''$ で) は到達できない, ALMA の秒角の分解能に達するという意味でも LST は重要である. d) 大線密度フィラメントの一部にある高密度コアの ALMA 観測結果. e) (d) と同じ領域の N_2H^+ 観測結果. フィラメントに沿って 2 つの速度成分が見られる. (Shimajiri et al., 2019a, より). このような複数の速度成分の起源を明らかにするためには, このようなフィラメントの大域的な環境を観測できる LST が必要である. ガスの流入によるフィラメントの形成と質量増加過程を調べるには, フィラメント周囲の薄いガスを含んだ大スケールのマップが必要である. Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO, ©AAS. Reproduced with permission.

位体などの低密度ガストレーサーを用いて捉えることが可能である. さらに, 同じ分子の複数の遷移の観測をすることで, 密度や温度を推定することができる. これらは, 連続波の SED 解析から得られる柱密度やダスト温度と相補的な情報である.

分子雲の磁場とその観測プローブ：ダストの整列機構とゼーマン効果

フィラメントの形成と進化における磁場の役割を明らかにすることは, 将来の観測とモデルにおいて主要な課題の一つである. しかし, 磁場は観測によって定量することが難しい物理量である. 星形成中の分子雲では, 磁場の三次元的な構造と強度を単一の観測手法で明らかにすることは不可能である. p.198 以降で述べたように, ダスト

熱放射の直線偏波観測により天球面成分 B_{pos} の向きがわかり、後述のように CN, CCS, SO といった分子のゼーマン効果により視線成分 B_{los} の強度と符合がわかる.. 個々の星形成現象における Goldreich-Kylafis 効果 (GK 効果) の検出は, 出現条件の低さから限定されるであろう (p.199 参照). なお, M33 銀河における巨大分子雲におけるサーベイで, GK 効果は多数の巨大分子雲で検出されており (Li & Henning, 2011), LST を用いた銀河系内の分子雲に対する系統的な観測が期待される. したがって, 研究対象によっては天球面成分の推定に GK 効果が利用されるであろう. つまり, B_{pos} と B_{los} の両方を高空間分解能・高感度で観測することが全 3 次元 (方向, 符号, 強度) を推定するために必要である. 近年, さまざまな方法で分子雲磁場の 3 次元構造の推定が試みられている [レビュー論文 Tahani (2022) を参照]. 解析方法の進展が著しい分野であるので, それを注視しつつ, LST の役割を適宜最適化して開発を進める必要があろう.

磁場の天球面成分 (B_{pos}) の観測

天空面成分 B_{pos} は, 近年, BLASTPOL, JCMT/POL-2, SOFIA/HAWC+, NIKA2-pol などによって精力的に観測されている. 例えば, ダスト熱放射の偏波は, これまで複数の空間スケールで調べられ, 特に幾つかの太陽近傍の分子雲に対しては大域スケールは Planck 衛星で, 分子雲コア以下のスケールは, サブミリ波干渉計と CARMA 干渉計がサーベイ観測の先鞭を付け (Zhang et al., 2014a; Hull et al., 2014), 近年は ALMA でも観測されている (例えば Hull & Zhang, 2019). Planck 衛星と結合型干渉計ではカバーされない中間的なスケールは JCMT/POL-2 や SOFIA/HAWC+ で観測されている. これらのダスト放射観測と可視・近赤外のダスト減光の偏光観測を合わせることで, 広い空間スケールに渡って, 磁場構造がどのように変遷するかを調べることができる (例えば Doi et al., 2020). 一方で, 直線偏波観測による磁場構造推定の限界も明確に指摘され始めた (Doi et al., 2021). LST では, JCMT/POL-2 と比べて 5 倍ほど高い空間分解能で, 近傍の星形成領域では小さいスケール構造まで空間分解し, kpc の距離にある大質量星形成領域ではフィラメント, コア, ハブなど 0.1 pc スケールまで空間分解することを可能とする.

ダストの整列機構研究の現状: ダストの整列機構を検証し, 理論モデルの改善につなげることは, サブミリ波での放射偏波観測に限らず, 可視・近赤外域での吸収偏光観測にも共通する星間物理学の基盤的な課題である. 宇宙背景放射の B モード偏光検出を目指す, 宇宙論実験 (第 3.4 節参照) ではそれ自身のデータから前景放射である星間物質からの放射を差し引くことが確立しつつある. 「プランク」以降の宇宙論実験³において, 除去された前景放射データは, 観測波長数が多いこと, データの均質性が高い (例えば Guan et al., 2021a) ことから, ダストの整列モデルへの制限をにおいて大きな役割を担いつつある (Hensley & Draine, 2021). 一方, 宇宙論実験では空間分解能の向上は, 現時点では二義的となっているため, 宇宙論実験と LST を用いた星間物質研究の交流が重要となる. ダスト粒子の常磁性緩和によって粒子が整列する (Davis Greenstein 機構; Davis & Greenstein, 1951) という原型が提唱

³例えば, アタカマ宇宙論望遠鏡 (Atacama Cosmology Telescope). 「プランク」実験では, 「プランク」のデータを用いて前景放射除去を行っていない.

されてから、多数の修正モデルが提案された。しかし、いずれもモデルが予測する整列に要する時間スケールと天体形成のそれが桁で合わず、観測から否定されている。今のところ、観測と無矛盾とされるのが、放射トルク機構 (RAT) である (Dolginov & Mytrophanov, 1976; Draine & Weingartner, 1997; Cho & Lazarian, 2007; Lazarian, 2007; Andersson et al., 2015; Tram & Hoang, 2022a). RAT 機構は、希薄な星間空間では概ね成立していると考えられているが、分子雲コア最深部 (例えば Alves et al., 2014) での成立は検証 (Vaillancourt & Andersson, 2015; Jones et al., 2015; Fanciullo et al., 2022) が十分でない。

ダスト整列の評価に求められる偏波率の測定精度: ダスト整列機構の研究の前段階として、ダスト粒子がどれほど整列しているかを評価しなければいけない (Whittet et al., 2008; Jones et al., 2015). ある波長 λ における偏波率 P_λ は、全放射強度ストークス I_λ の冪乗で表現でき、その冪指数がマイナス 1^4 でなければ、何らかの整列機構が働いていることが示唆される (例えば Pattie et al., 2019). I_λ vs. P_λ 関係の検証に必要な I_λ のダイナミック・レンジは、 I_λ の S/N 比が 30 程度以上の信号に対して 2 桁以上である⁵. もっとも厳しい観測と考えられるのは、おうし座分子雲の星なし分子雲コアの周縁部 ($N \sim 10^{20.5} \text{ cm}^{-2}$) で、 I_λ への要求感度は波長 850 μm 帯で 0.1 mJy beam^{-1} のオーダーとなる。十分な精度で偏波率スペクトル $P(\lambda)$ (後述) が得られれば、 I_λ vs. P_λ 関係を N vs. P 関係に焼き直して、ダスト整列効率を評価できよう。偏波率測定の誤差要因として、 ^{12}CO 分子輝線などの混入がある (Drabek et al., 2012; Coudé et al., 2016). CO 輝線で明るく、ダストで暗い分子雲周縁部では、 I_λ への分子輝線の混入が P_λ の過小評価につながる。 ^{12}CO 分子が GK 効果を起こすことがある、分子流の周キャビティ構造などでは、過大評価につながる。したがって、LST では CO 輝線との分離を可能とする、フィルターの導入は必須である。

ダスト整列機構の研究に求められる偏波率スペクトルの測定精度: ダストの整列機構は、サブミリ波から遠赤外線において偏波率を測定し、そのスペクトル [偏波率スペクトル $P(\lambda)$] を理論予測と照合し、検証する (Hildebrand et al., 1999). 目的によっては、二波長間での偏波率スペクトル指数でもよい。偏波率スペクトル指数とは、任意の波長間での偏波率の比であるから、その精度を評価するためには、 I_λ vs. P_λ 関係を検証するのに必要な精度を上回る較正が求められる。 P_λ はダストの光学特性および偏光特性 (サイズ分布, 形状, 組成比) p_{dust} , 整列効率 R , 磁場と視線のなす角 ($\cos \gamma$) の積からなる量に比例するため、多波長での偏波率測定から、この積における縮退を解きたい。ダスト熱輻射を特徴づける 3 つの基本量 (質量吸収係数 κ_λ とその波長依存性 β および温度 T_d) とあわせ、妥当と思われる問題設定⁶をすれば、4 番目の未知数は R であろう。すなわち、必要な波長数は 4 つで、1100, 850, 450, 350 μm 帯が考えられる。 P_λ は、波長 350 μm 帯付近で最小値を取ることが示唆されており、2 つのサイズ分

⁴ PI を偏波強度、 I をストークス I の強度とすると、偏波率は $P = \frac{PI}{I}$ である。今、無偏波天体あるいは PI の検出がないときの偏波率 P_0 を考える。 ΔPI を偏波強度の雑音レベルとすれば、このとき $P = P_0 \frac{\Delta PI}{P_0}$ なので、 ΔPI が画像内やストークス I 強度に対して一定値を取ることが確かめられれば、 $P \propto \frac{1}{I}$ を得る。

⁵ $S/N(I_\lambda) \gtrsim 30$ を要求するのは、星形成領域での偏波率は典型的に数%であるから、その波長での放射強度 PI_λ の S/N 比として 3 程度を想定するためである。なお、冪指数が整列効率のどれほど良い指標であるかは、議論となっている。

⁶ 多波長観測でビームサイズを実効的に揃え、平行な偏波セグメントを選び、空間的消偏波項を消去する、など。

布を持つダストの存在やダストの化学組成や化学組成ごとの整列効率の違いが議論されている (Vaillancourt et al., 2008; Vaillancourt & Matthews, 2012; Gandilo et al., 2016; Shariff et al., 2019; Michail et al., 2021). 化学組成とは、シリケート化合物か、炭素化合物か、あるいは両者の混合かであり、これは偏波観測が唯一の検証手段となっている (Guillet et al., 2018; Hensley & Draine, 2021). 以上のような展開と RAT モデルの鍵となるパラメータは温度 (すなわち、輻射場強度) であることを踏まえ、450, 350 μm 帯では狭帯域偏波撮像機能をもたせ、波長方向の測定点数を増すべきである.

ダスト整列機構の研究に求められる感度：他の観測手段と合わせて「どのような状況において、サブミリ波偏波観測は磁場を見ているのか？」を検証する際、求められる感度について、もっとも高い感度が要求されるケースをもとに考える. 現状では、可視・近赤外線での吸収偏光観測とサブミリ波での放射偏波観測でカバーしきれない、 $n \sim 10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$ の密度域が依然としてギャップとなっている. LST による高感度サブミリ波偏波観測が実現した場合、吸収偏光測定がなされた星々に対して放射偏波観測が初めて可能となろう.

星間磁場研究の基礎である、ダスト整列機構の研究において、偏波角分散関数 (polarization angle dispersion function, S) と偏波率 P の積も重要な手がかりとなる. これはもともと Lee & Draine (1985) で示されていたアイデアだが、観測的応用は近年の進展を待つ必要があった. Planck Collaboration et al. (2015b); Le Gouellec et al. (2020) などの結果を総合すると、 $S \times P$ は分子雲のスケールから原始星エンヴェロープのスケールまで、ほぼ一定値をとり、いずれかの共通機構のもと、星間ダストが整列していることを示唆する (Reissl et al., 2020). この議論に必要な S を求めるためには、精度が高く、広視野のストークス Q および U マップの取得が本質的である. 分子雲の低密度領域において期待される測定精度を今後の研究から、定量評価する必要がある.

近年、「サブミリ波偏波観測は磁場を見ているのか？」が偏波観測に依らない手法で検証されつつある. CO などの分子輝線観測から $n \sim 10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$ のガスの速度場 (本質的には速度勾配) からプランク衛星が観測した磁場構造を再現されている (Hsieh et al., 2019; Hu et al., 2019). さらに NH_3 輝線などのデータから $n \sim 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ の磁場構造の推定 (観測された偏波構造の検証) も試みられており、偏光特性と整列に関する、より精度の高い知見を提供することが LST には期待される.

磁場の視線成分 (B_{los}) の観測

LST では、ゼーマン分離を検出し、 B_{los} を測定することが期待される. 星形成中のフィラメントやハブ・コアに対するゼーマン効果の観測は一握りしかない. 星形成領域では、主に CCS および CN 分子を用いて熱的輝線のゼーマン効果の測定により B_{los} の定量に成功している (Crutcher & Kemball, 2019, によるレビュー参照). 信頼性の高い測定を系統的に行うことが、今後の星形成研究の前進にとって必須であり (Crutcher, 2012; Pattle et al., 2022, などのレビュー参照), 既存の望遠鏡では困難であった超高感度円偏波観測を、LST では実現してほしい. これにより、分子雲の進化における磁場の役割や星形成理論モデルにより強い制約を与えられるからである.

分子雲におけるゼーマン効果測定の実況と LST を用いた研究の方向性 星間雲の磁場強度を直接測るためには、原子や分子のスペクトル線における Zeeman 効果 (Zeeman, 1897) の測定が有用である。原子や分子のエネルギー準位は、磁場によって縮退が解け (Zeeman 分離)、スペクトル線には右旋円偏波と左旋円偏波の σ 成分が生じる。僅かであるが、両 σ 成分には周波数差があり、差をとるとスペクトル線の微分形状が検出される。その大きさと左右両成分の平均強度比から、星間磁場の視線方向成分の大きさが求まる。信頼度の高い測定を行うためには、(1) ラジカル分子のように不対電子をもつ分子など、Zeeman 分離幅が大きい原子や分子を選択し、(2) 量子力学計算によると、低いエネルギー順位の遷移のほうがゼーマン分離 Z 値が大きくなる (例えば Shinnaga & Yamamoto, 2000, の表 3 および 4 参照) ので、ミリ波帯の観測が有利である⁷。 (3) できるだけ高い周波数分解能 (表 5.2 のゼーマン分離 Z 値を参照) が必要である。これは差分スペクトル線の形状から Zeeman 分離検出を判定するからである。さらに (4) できるだけ強度の高い輝線、(5) 速度構造ができるだけシンプルで、輝線線幅が小さい天体を選ぶことも実際の検出条件となる。 (3) はできるだけ高い感度、すなわち大口径主鏡の必要性を意味する。大口径主鏡は、ビーム内消偏波を軽減するためにも有利である。

条件 (1) および (2) を満たすものとして、OH や HI 輝線がこれまで広く用いられてきた。しかしながら、OH や HI 輝線は臨界密度が低いため、星を生む直接の母体ガスの磁場を捉えられないことに加え、前景放射の混入の問題もある。また、輝線の線幅がフィラメントや分子雲コアの典型的な幅に比べ大きいこと、低周波数の観測ゆえ空間分解能が悪く、空間的消偏波も適切に評価しなければいけない。したがって、(2) の点で不利になること、(4) の点から選択バイアスを持ち込んでしまう重大な弱点を差し引いたとしても、LST でフィラメント状ガス雲や分子雲コアにおける磁場強度の直接測定に先ずは挑戦する意義は大きい。

そこで、表 5.2 に LST での観測が期待できる熱的分子輝線をまとめた。直線偏波撮像観測から間接的に推定されている、フィラメントや分子雲コアにおける磁場強度は、 $10\text{--}10^3 \mu\text{G}$ のオーダー (Liu et al., 2022) で、期待されるゼーマン分離は 1 kHz 以下となる。したがって、実行的な周波数分解能として 10 Hz のオーダーが求められる。参考までに、アレシボ 305 m 鏡で多くの観測がなされてきた OH 分子 $J = 3/2, F = 1 - 1$ 輝線の Z は $3.27 \text{ Hz } \mu\text{G}^{-1}$ である。野辺山 45 m 鏡や Goldstone 34 m 鏡で検出が試みられてきた、CCS 分子 (Shinnaga et al., 1999; Levin et al., 2001; Nakamura et al., 2015, 2019) の Z は 45 GHz 帯の $J_N = 4_3 - 3_2$ 輝線で $0.63 \text{ Hz } \mu\text{G}^{-1}$ と小さい。さらに高励起輝線ほど Z は小さくなるのが実験室分光からも確かめられている (Shinnaga & Yamamoto, 2000) ため、表 5.2 では考慮しなかった。最後に高精度の磁場強度測定を実現するためには、分光実験と量子力学計算の精度を高め Z 値を与える Lande の g 因子 (Schmidt-Böcking et al., 2023) の決定精度を上げておくことも、忘れがちではあるが重要であることを付言しておく。

⁷表 5.2 のゼーマン分離 Z 値において、この傾向は明確に見えない。これは計算値と分光実験からの推定値など、研究ごとの系統誤差を考慮せず、数値を転載した結果と思われる。

表 5.2: LST でゼーマン効果検出の可能性がある熱的分子輝線

分子	遷移	静止周波数 [GHz]	ゼーマン分離 * Z [Hz μG^{-1}]	文献
SO	$J_N = 1_1 - 1_2$	86.094	1.38	1
SO	$J_N = 3_2 - 2_1$	99.299875	1.04	2, 3
SO	$J_N = 3_4 - 2_3$	138.178	0.80	2, 3
SO	$J_N = 2_1 - 1_2$	236.452	1.7	2
SO	$J_N = 1_1 - 0_1$	286.340	1.74	1
CCH	$N = 1 - 0, J = 1/2 - 1/2, F = 0 - 1$	87.32892	2.8	2
CCH	$N = 2 - 1, J = 3/2 - 3/2, F = 1 - 2$	174.819	2.8	2
CCH	$N = 3 - 2, J = 5/2 - 5/2, F = 2 - 3$	262.223	2.8	2
CN	$N = 1 - 0, J = 1/2 - 1/2, F = 1/2 - 3/2$	113.1442	2.18	4
CN	$N = 1 - 0, J = 3/2 - 1/2, F = 3/2 - 1/2$	113.4881	2.18–2.2	1, 4
CN	$N = 2 - 1, J = 3/2 - 3/2, F = 3/2 - 5/2$	226.333	2.18–2.2	1

文献 — 1. [Cazzoli et al. \(2017\)](#), 2. [Bel & Leroy \(1989\)](#), 3. [Shinnaga & Yamamoto \(2000\)](#),
4. [Crutcher et al. \(1996\)](#)

LST で行うこと

- 近傍分子雲 (距離 < 500 pc): 大スケールの速度マップの作成. フィラメント内部の微小構造の分解. コア/円盤スケールの分解, 既存の装置 (JCMT など) よりも高い分解能と高いダイナミックレンジ (大スケールの放射の復元の有利) を使って直線偏波マップの作成. 円偏波マップの作成.
- 遠方分子雲 (距離 $\gtrsim 500$ pc): 0.1 pc 幅のフィラメントと 0.1 pc スケールのクランプとハブを, kpc 遠方の分子雲に対して分解し, これまで近傍の「低・中質量」星形成領域で行われてきた詳しい研究を大質量星形成領域にも拡張して, 低質量から大質量の星形成についての包括的な描像を描き出す.

技術的要請

- 波長帯域:
 - 地上望遠鏡を用いた連続波観測の場合, データ解析において大気雑音を除去する際, 広がった構造の天体から放射が大気雑音と一緒に取り除かれてしまうという問題がある ([Shimajiri et al., 2011](#)). 一方で, Herschel や Planck などの大気の影響を受けない宇宙赤外線望遠鏡による観測の場合, アンテナ口径の制限から高い空間分解能を得ることができない. つまり, 連続波の高空間分解能のデータを取得するためには, 地上望遠鏡による観測が必須となる. しかし, フィラメントの観測研究において, 高空間分解能と天体の広がった構造を再現したデータの両者を兼ね備えたデータが必須であるが, 両者を同時に満たした観測装置は現在存在しない. 2つの解決方法が考えられる. 1つ目は, LST が Herschel-SPIRE と Planck と同程度の広がった放射を検出する能力 (カメラ視界) をもち, LST の連続波データと Herschel-SPIRE

と Planck のデータを合わせることである。この手法は、APEX に搭載された ArTeMiS カメラのデータと Herschel データを足し合わせるなど、実例がある手法である (André et al., 2016; Schuller et al., 2021). そのためには、**LST の高周波数帯域は、Herschel-SPIRE でカバーしている波長 $\sim 500, 350, 250 \mu\text{m}$ を含む必要がある**。短波長観測のための 50m 口径の鏡面精度を確保が難しく、内側 30m の口径のみを使用するとしても、ハーシェル宇宙赤外線望遠鏡の口径 (3.5m) を遥かに凌駕するため、十分に科学的価値がある。2 つ目は、これまでの地上望遠鏡を用いた連続波観測のデータ解析は、カメラの素子間の相関を利用して大気雑音を除去していたが、時系列情報を活用することで、地上望遠鏡を用いた連続波観測データのみでも広がった成分の再現が期待される。この手法は、CMB 観測研究において、実装され、成果を出している (Komatsu et al., 2014).

- Herschel-SPIRE がカバーする波長を含むことで、冷たいダストの熱放射の SED をよりよくフィットでき、高精度な柱密度マップを描くことができる。ダストの性質と進化を調べることができる。

- 直線偏波 (ダストからの直線偏波した熱放射)

- 現存の単一鏡に搭載された偏波カメラによる観測は、分子雲の磁場構造を調べるための多くのデータを提供している。しかし、これらの装置は角度分解能 (15 秒角) と感度・強度のダイナミックレンジに限界がある。分子雲における磁場の役割を調べる上で欠かせない、より広がった放射に対して、高分解能 (3 秒角程度) での高感度観測 (例えば、星間物質の柱密度で 10^{20} cm^{-2} のガスにおける偏波観測) の実現が期待される。これにより、従来の装置では観測が容易でない、星なし分子雲コアなどにおける直線偏波観測への道筋をつけられよう。
- 異なる波長で観測することで、温度や視線方向の深さの異なるダスト粒子を捉えることができるようになる。そのため、異なる波長での偏光観測が、ダストの特性評価と磁場のトモグラフィーに必要な偏光放射の SED を得るためのカギとなる。

- 分光観測

- **高速度分解能:** 分子雲の速度構造 (速度分散や速度勾配) を明らかにするには、輝線の幅、特に熱運動による線幅の広がり分解することが非常に重要である。特に温度 8-10 K の高密度コアでは、音速が $< 0.2 \text{ km s}^{-1}$ であるため、それを十分分解できる分解能 (0.05 km s^{-1}) が必要である。
- **直線偏光 (分子からの直線偏光した放射):** 現在、ほとんどの研究では、天球面の磁場の構造を得るために偏光したダスト放射を観測している。直線偏光した分子輝線は、密度や速度・温度などのパラメータ空間を広げ、磁場のトモグラフィーを可能にすることから、ダスト放射偏光観測を補完する観測として有用である。分子輝線の直線偏光は、ある方向に光学的に厚くても、光学的厚みが非等方であれば、

検出が期待される。この Goldreich-Kylafis 効果 (GK 効果) は、サブミリ波干渉計 SMA を用いて、M33 銀河の多数の巨大分子雲で検出されているが (Li & Henning, 2011), ALMA でも、CO 分子輝線や CS 分子輝線を使って観測されている (例えば Lee et al., 2018; Cortés et al., 2021)。しかしながら、SMA や ALMA では、大スケールの構造は取得できず、小スケールのデータしか得られない。LST を使えば、分子雲の大規模なマップを描きつつ、フィラメントとコアの内部も分解できる。重要なこととは、ダスト熱放射の直線偏波との適切な分離であり、さまざまな方法が議論されている。これらの技術検討を踏まえ、LST においても GK 効果検出法を最適化してほしい。

- **円偏波:** 波長 3 mm 帯における Zeeman 効果検出が望まれる。輝線強度とゼーマン分離の大きさから CN 分子輝線がもっとも有力であろう。また、CCH および SO 分子などのほかの輝線も可能性がある。これにより、視線方向の磁場強度を得ることができる。これと直線偏光から得られる天球面状の磁場と合わせることで、3次元の磁場構造を明らかにできる可能性が拓ける。分子輝線からの円偏波観測は技術的難易度が高く、観測例は限られている。LST による高精度偏波観測を実現できれば、分子雲における磁場の 3次元構造の推定にもつながり、星形成における磁場の役割の理解を大きく前進できるだろう。

5.2.6 分子雲の破壊（星形成フィードバック）

星団形成では、大質量星による輻射や星風、小質量星からのアウトフロー等のフィードバックにより、ガスが散逸することで分子雲から星への質量変換効率 (以後、星形成効率) が決定する。これらのフィードバック過程は、星団の質量や星密度といった性質に加え、超新星爆発や電離領域形成を行う大質量星の形成率にも関連するため、銀河進化にも大きく影響する。LST の持つ高視野観測を駆使すれば、星団の各形成段階における分子雲内部の速度構造を詳細に観測できるため、その結果から星形成フィードバックがどのように分子雲を破壊し、星団・星形成の性質を決定づけているかを明らかにできると期待される。ここでは、各フィードバック機構の性質を踏まえ、その観測的特徴を考察する。

近傍星形成領域の観測から、大質量星形成後の 3 Myr 以内の短時間で分子雲が破壊されることが示されている (Kawamura et al., 2009b)。この時間スケールは大質量星の寿命より短いために、超新星爆発以前の輻射や星風が主に分子雲破壊に寄与していると考えられている (Kruijssen et al., 2019)。輻射については、電離領域を形成する極紫外線 (EUV) 光とそれより低エネルギーである遠紫外線 (FUV) 光が主に星形成の抑制に寄与する。EUV 光は電離領域形成により、分子雲全体の破壊に寄与する。星形成雲にみられるフィラメント構造は、ダスト粒子による光学的厚みが 1 以上となるため、紫外線光は遮蔽されるが、EUV 光に照らされた表面からのガス蒸発により徐々に破壊される (Nakatani & Yoshida, 2019; Fukushima et al., 2020a)。また、FUV 光については、電離領域外側のより広大な領域において、中性ガスを加熱するため、星形成抑制に非常に有効であることが指摘されている (Inutsuka

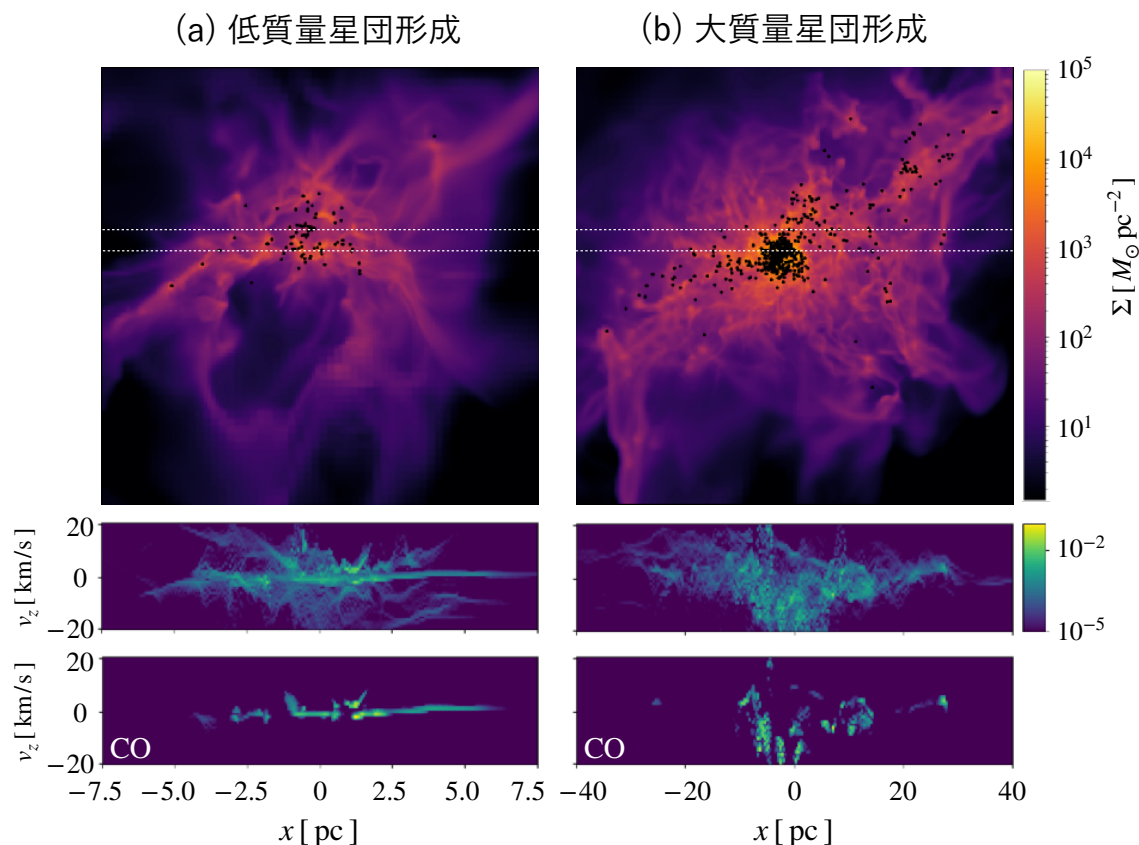


図 5.6: 星団形成シミュレーションとガスおよび CO 分子ガスの視線方向速度の分布. 上図はガスの面密度を示し, 黒点は星粒子の位置を示す. 下の図は, 上図の白点線で囲まれた領域における, ガスと CO 分子ガスの視線方向の速度分布を表す. 図はガスの質量比で重みをつけている. 各図は, (a) 低質量星団形成が起こる場合で母体となる雲質量は $M_{cl} = 10^4 M_{\odot}$, 面密度は $\Sigma_{cl} = 100 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$, (b) 大質量星団形成の場合, 雲質量と面密度は $M_{cl} = 10^6 M_{\odot}$ と $\Sigma_{cl} = 400 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ (Fukushima & Yajima, 2022).

et al., 2015b). 特に, 分子雲内部で乱流速度場のエネルギーが重力よりも卓越している場合, もしくは分子雲の面密度が $\Sigma < 25 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ と雲の面密度が低い場合に, FUV 光は星形成の抑制に有効であることが示されている (Fukushima & Yajima, 2022). 近年の EUV/FUV 光による輻射フィードバック効果を組み込んだ輻射流体シミュレーションから, 分子雲破壊におけるガスの速度構造も判明しつつある. 電離領域が拡大する際には, その速度はおおよそ $5 - 10 \text{ km s}^{-1}$ となる (Kim et al., 2018; Fukushima & Yajima, 2021). 特に, LST による輝線観測が期待される CO 分子については, 図 5.6(a) が示すように, 電離ガスの膨張により 10 km s^{-1} 程度の速度幅を持つガスの構造が観測されることが期待される. また, CII 輝線についても, 膨張している電離領域周囲の光解離領域 (PDR) を選択的に観測することにより, FUV 光による星形成抑制についても観測から直接検証できると期待される.

大質量星からの星風も分子雲破壊に寄与する. 星風については, 星風と星間ガスの境界領域で生じる乱流構造内部で, 効果的にガスの冷却が働く結果, 従来のモデル (例えば Weaver et al., 1977) で期待されていたよりも, 分子雲ガスへ運動量をうまく注入できない可能性が近年指摘されている (例えば Lancaster et al., 2021) が, 依然と

して星形成抑制機構の候補の一つである。オリオン大星雲における CII 輝線観測から、 10 km s^{-1} 超の速度を持つガス成分が見つかり、電離ガス周囲の膨張シェルの速度よりも大きいため、星風により駆動されている可能性が指摘されている (Pabst et al., 2020)。一方、電離領域が拡大する際に密度勾配が大きい場合には、いわゆるシャンパンフロー (Shu et al., 2002) により 10 km s^{-1} 超のガス流は実現するため、このような高速なガス流が実際に星風で駆動されたか判別するのは難しい。そこで、LST により得られる CO, CI 観測から得られる速度構造と、輻射と星風両方を考慮したシミュレーションを比較することで、観測で見つかった高速なガス成分を駆動したメカニズムを解明するとともに、星風が分子雲破壊に果たす役割を解明することができると期待される。

小質量星も含む原始星への質量降着に伴うアウトフローも分子雲破壊の有力な候補としてこれまで考えられてきた。特に、形成途中の星周囲のガスへ運動量を注入することで乱流を駆動する (例えば Nakamura & Li, 2007)。一方、分子雲破壊における役割は限定的であると予想されている (Matzner & Jumper, 2015)。ただし、アウトフローによるフィードバックは大質量星の形成を必ずしも必要としないために、星団形成において大質量星誕生以前の分子雲進化に多大な影響がある。LST により星形成領域におけるアウトフロー成分も観測されることが期待される。特に、大質量星が付随していない領域において、アウトフローがどのように分子雲内部のガス構造に影響を与えるのかを観測から示すことで、アウトフローが星団形成に与える影響を明らかにできる。

5.2.7 星団形成

分子雲中で形成する星団の質量や星密度は、5.2.6 節で議論した星形成に伴うフィードバックに大きく影響を受ける。特に、電離領域の形成・膨張により星団付近のガス密度は著しく低下するために、電離フィードバックは星団の性質に大きく影響する。また、誕生する星の質量が単純に星の初期質量分布関数 (IMF) に従うとすると、星団全体からの光度や電離光子数が IMF 平均に漸近するには、星総質量が $10^4 M_{\odot}$ 以上となる必要がある (例えば Kim et al., 2016)。このため、質量が $10^4 M_{\odot}$ を超える大質量星団の誕生時には、早い時期からその内部に大質量星が含まれるため、ほぼ一律な進化過程を辿ることが予想される。一方、小質量星団では、大質量星の誕生時期によって、ガスがフィードバックの影響を受け始める時間が左右されるため、星団形成の様子も異なってくる。この節では、星団形成における電離フィードバックの役割を議論した後に、期待される観測的特徴について述べる。

分子雲内部で、電離フィードバックによるガス蒸発が起きる際に、ガスからの重力的束縛から解放される結果、内部で形成した多くの星が散逸する (Lada & Lada, 2003)。ここで、重力束縛度を分子雲全体で形成された星の中で重力的に束縛した星団として残る星の質量の割合で定義する。N 体計算から、重力束縛度は星形成効率とガスの蒸発する時間スケールに依存することが明らかになっている。特に、ガスが瞬時に蒸発する場合に、星々が重力的に互いに束縛するためには、星形成効率が 30% 超となる必要がある (Baumgardt & Kroupa, 2007)。実際のガス蒸発は雲の動的時間程度で進むため、星団が残存するために必要な星形成効率の閾値は下がる。実際、近年の輻射流

体シミュレーションを用いた研究により、星形成効率が 10%-20%を超えると重力束縛度が 0.1 以下から急激に上昇することが判明している (例えば Fukushima & Yajima, 2022).

大質量星団については、この星形成効率の閾値は高密度星団 ($M_* > 10^4 M_\odot, \rho_* > 10^3 M_\odot \text{pc}^{-3}$) の形成にも関連している. 通常、星形成がある程度進行すると、電離領域の膨張により星形成が抑制されることから、星密度が $\rho_* \sim 10^3 M_\odot \text{pc}^{-3}$ を超える高密度星団は形成されない. 特に、分子雲内部で星の総質量が雲質量の 10%程度まで上昇し、星々が互いに重力的に束縛し始める時期に、星団周囲のガスが一掃されると、以後星密度の上昇は起きない. 一方、この時期に星団の重力が電離領域からの熱圧を上回った場合、星団へのガス供給は継続することから、星団からの重力もより強力となる. そして、暴走的に星形成及び星団密度の上昇が続き、高密度星団の形成が可能となる. 形成される星団の性質は主に母体となる星形成雲のコンパクト度合い (ガス面密度) に依存し、分子雲質量が $M_* = 10^6 M_\odot$ の場合、 $\Sigma_* \gtrsim 300 M_\odot \text{pc}^{-2}$ を満たす必要がある (Fukushima & Yajima, 2021). 実際、観測及び理論研究から、大質量星団にはその誕生時から星密度が大きく異なる星団が 2 種類いることが知られており (Pfalzner, 2009; Fujii & Portegies Zwart, 2016), これらの結果とも整合している. 上記のような高密度星団形成時には、図 5.6-(b) に示すように、星団周囲に高密度クランプが集中的に分布する. 下の視線速度分布についての図が示すように、この領域の視線速度は 40 km s^{-1} 以上の広がりがみられる. また、高密度クランプ内部において、紫外線から遮蔽されることで残存している CO 分子についても、視線方向について 20 km s^{-1} 以上の速度の広がりがわかる. 電離領域が周囲に形成するシェルの膨張速度はおおよそ 5 km s^{-1} であることを考慮すると、この値は非常に大きい. LST による CO 輝線観測により、このようにシミュレーションから示された視線速度構造を持つ星団形成領域が発見されれば、大質量高密度星団の形成現場であると予測されるため、その形成機構の解明が大きく前進する.

小質量星団 ($M_* < 10^4 M_\odot$) については、IMF から期待されるように星団の光源としての性質はその形成段階で一定ではなく、大質量星の形成時期に大きく作用される. さらに、電離領域の拡大に加え、FUV 光が電離領域の外側の広大な領域において星形成を抑制する可能性もある (Inutsuka et al., 2015b; Fukushima & Yajima, 2022) ことから、星団内部における大質量星の誕生後の数 Myr 程度の短時間で星形成は抑制される. 一方、形成される星が小質量星に限定される場合は、分子雲は破壊されないために、星形成が非常に長い時間継続することが予想されている. 実際、星団内部の星の年齢の広がりは 10 Myr 程度であり、その近傍領域の動的時間と比べて十分長いことが知られている (Da Rio et al., 2014; Kounkel et al., 2018). このような年齢の広がりを説明するためには、一様密度のガス球から星団が形成されるモデルでは難しく、星団内部に外部からガスが供給されることで星形成が継続するモデルでよく説明できると考えられている (例えば Longmore et al., 2014; Vázquez-Semadeni et al., 2019b; Krumholz & McKee, 2020). 観測からは、分子雲内部のフィラメント構造が重なるなどして、密度が高い領域に選択的に大質量星が形成していることが知られている (Kumar et al., 2020b; Enokiya et al., 2021a). このことから、小質量星の形成が星団の動的時間に比べて長時間継続した後に、大質量星が誕生し分子雲の破壊を行うこと

が予想される。このように小質量星団形成では、大質量星の誕生に長時間を要するために、星団の重力束縛度がより増大する傾向にある。星団形成シミュレーションからも、星形成効率が 10% を下回る場合においても、重力的に束縛された星団が形成可能であることが示されている (Fukushima & Yajima, 2022)。小質量星団の形成メカニズムを解明するには、星団形成の各段階における分子雲内部のガス分布や速度構造を調べる必要がある。特に、大質量星形成が可能な高柱密度領域へ、周囲の領域からどのようにガスが供給されているかを明らかにする必要がある。LST の持つ圧倒的な視野と広域分光観測を活かして銀河系円盤面の星形成領域を観測することにより、様々な星団形成段階にある分子雲についてのガス構造を得ることができれば、上記の小質量星団形成シナリオの検証ができるとともに、その鍵となる大質量星がどのように形成されているかが明らかとなる。

5.2.8 分子雲衝突

星形成の研究は歴史的には分子雲コアなどの孤立系の研究に基づいて発展してきた。しかしながら、星形成の母体である (巨大) 分子雲が晒されている状況を考えると、その内部は乱流運動が卓越し、超新星爆発や、銀河の衝撃波、H I ガスの降着/圧縮など、星間空間におけるさまざまな現象や物質と動的に相互作用していると考えの方が自然である。観測の歴史を振り返ると、分子雲の全体を捉えつつ詳細構造を明らかにする高い空間ダイナミックレンジのデータを得る能力が不十分であったこと、相互作用銀河など個別の系が重力的に束縛されている場合とは異なり、分子雲のような本質的に不均一なもの同士の衝突/合体を示すことが困難であった。近年、観測技術の発展及び解析技術の向上、それらにより動機付けられた理論計算の発展により分子雲衝突候補天体の同定及び、それに誘発された大質量星/星団形成の理解が進んだ (Fukui et al. 2021a のレビューを参照)。この節では分子雲衝突による誘発的星形成やそれらがもたらす星間物質への影響などに関する研究の課題やこれまで研究で不十分であった点を整理し、LST で解決に迫ることが可能かどうかについて議論する。

まず、分子雲衝突がおきているかを判定する手法における、LST の役割を論ずる。上記でも述べたように最近の研究の進展により分子雲の位置速度図から相互作用の兆候の有無を検証することができるようになってきた (例えば Torii et al., 2015)。しかしながら、より直接的に (磁気) 流体力学的な衝撃波を捉える手法は確立されていない。SiO 輝線などの衝撃波トレーサーは局所的には有効かもしれない (Cosentino et al., 2020) が、大質量原始星からのアウトフローからの寄与との切り分けが難しいことや、数 pc から数 10pc スケールで十分な強度を持つエミッションが期待できない。ガス雲衝突は大きいスケールかつ低密度同士のものがより頻繁に起こると考えられるため、大きいスケールで衝撃波の兆候を探る必要がある。Wu et al. (2017) では CO(8–7) などの高励起線が数 10pc スケールの衝撃波圧縮層を捉える上で重要な役割を果たすことを理論計算により示した。Lehmann et al. (2016) では乱流状態にある分子雲はその体積にして 0.03% は常に衝撃波に晒されており、分子雲の典型的な温度 10–20 K よりは有意に高い 50 K 程度まで加熱されていると示唆している。LST では CO(7–6) までの高励起線の観測が可能であ

り、分子雲の比較的大きなスケールな衝撃波圧縮層を同定する上で有用になりうる。

星形成の研究においては分子雲から原始星形成までを高いダイナミックレンジで連続的に追う必要がある。これまでの分子雲衝突による誘発的星形成の研究では、数 pc 程度の解像度で分子雲の空間/速度構造を示す研究が主流であり、星形成の直接母体となりうる分子雲コア/フィラメントスケールに迫る研究が比較的未開拓であった。LST では銀河面に分布するさまざまな大質量星形成領域において、0.1 pc に迫る解像度の研究が可能である。実際、最近傍星形成分子雲であるおうし座領域の単一鏡観測 (Arzoumanian et al., 2018) や ALMA を用いた大マゼラン雲の研究 (Tokuda et al., 2019) では 0.1 pc の解像度の観測においても形成途上のフィラメントや分子雲コアの領域で、巨大分子雲の衝突と比較的似たような特徴的な速度構造が見られており、さまざまな進化段階/星形成の規模にある巨大分子雲の内部構造とガス雲衝突の関係を明らかにする研究に期待がかかる。また、連続波や高密度トレーサーによる分子雲コアの質量関数の導出も達成すべき項目の一つである。~5 kpc に存在する天体であれば、~0.1 pc の解像度を達成することができるため、環境ごとの分子雲コア質量関数の理解が進む。例えば、分子雲衝突により top-heavy な分子雲コア質量関数を実現されるという理論予想 (Fukui et al., 2021b) を検証する上でも有用である。現在も、ALMA を用いたラージ・プログラム (Motte et al., 2022) などにより包括的な研究が盛んであるが、依然として巨大分子雲スケールとの空間的なギャップが大きく、分子雲のひろがり全体をカバーできていない。さらに W43 や W51 など銀河系においても極限的に星形成が激しい領域に限られる。図 5.7 に示すように、衝突する分子ガスの速度や柱密度に依存する形で形成される星団の規模が決定されることが観測的/理論的に示されつつあることから (Enokiya et al., 2021b; Abe et al., 2022)、さまざまな星形成領域を観測することにより衝突ガスの物理的パラメータスペースを埋めることが重要である。

最後にこれまでは比較的に見逃されてきた星間化学の観点からも新たな展開をもたらす可能性があることを述べておきたい。おうし座 L1495 領域においては、星形成が進んでいる領域で CCS 輝線が強く検出された (Seo et al., 2019)。この分子種は、本来分子雲コアの周辺部などで比較的密度進化が進んでいない領域で強く検出されていた分子種である。L1495 領域では分子雲フィラメント同士の衝突が示唆されており、すなわち、定常的に進化した孤立した分子雲コアとは異なる進化 (物理進化に化学進化が追いついていないケース) を見ている可能性がある。ガス雲同士の相互作用 (Bisbas et al., 2021) や、フィラメント状分子雲へのガス降着を捉える分子種の予測 (Gómez et al., 2022) も急速に進みつつあることから、星惑星系の化学的多様性の理解に起源に向けて、これまで探査されてきた、周囲の星間輻射場や宇宙線量の違いに加えて、分子雲の相互作用という新しい枠組みをもたらすことを期待したい。

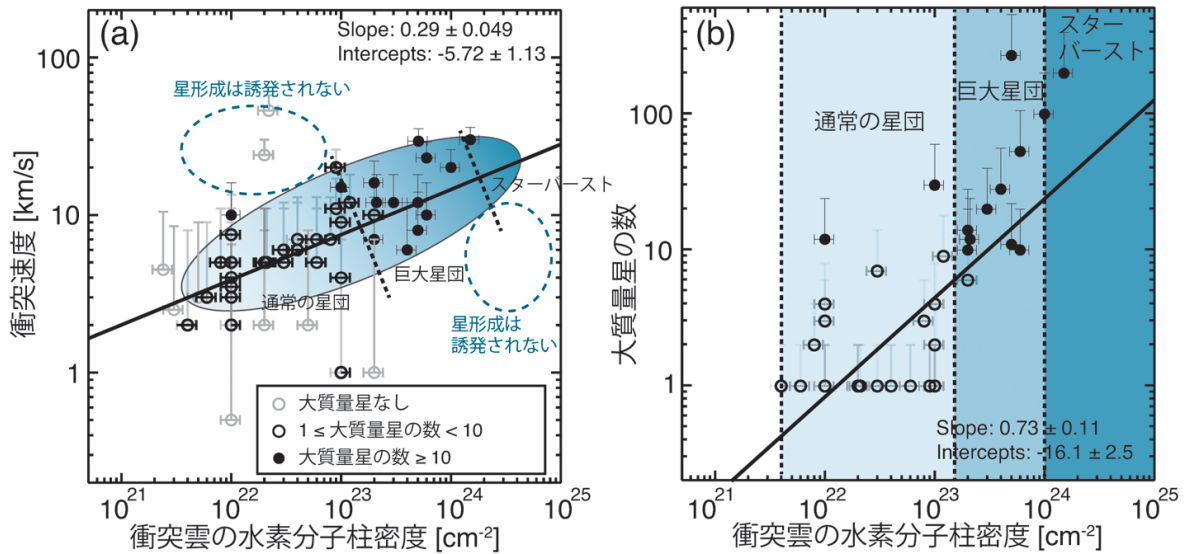


図 5.7: 分子雲衝突とそれによって形成される星団の性質を示した図. 柱密度が大きく, 衝突速度が大きい衝突ほど星団に含まれる大質量星の数が増える. また, フィッティング直線から外れた物理パラメータを持つ衝突では, 衝突後に大質量星が形成されない. 図は [Enokiya et al. \(2021b\)](#) より Fig. 9 を改定して作成 (出典: 徳田一起ほか, 2022 天文月報, 115, 713).

5.2.9 異なる環境の分子雲 1. 銀河系中心

銀河系中心部 (銀河中心半径 430 pc 以内の領域) はガスと星が密集する銀河系の特異領域である (図 5.8). この領域は, 銀河系全体の数-10% の分子ガスを有し, 円盤部と比べて分子ガス密度, 温度, 速度幅は 1 桁以上高く, 磁場強度が 1 桁以上高い ([Morris & Serabyn, 1996a](#)). また, 銀河系のその他の領域とは異なり, Central Molecular Zone (CMZ) と呼ばれる銀河中心半径 ~ 200 pc 以内の領域では, ガスは原子ではなく分子の形態で占められており, 初期宇宙にも似た環境であるといわれる ([Longmore et al., 2013](#)).

星形成理論は近傍 (< 500 pc) の観測に基づいて構築されているため, このような特異領域において太陽系近傍と同様の星形成理論の単なる延長として成り立つかどうかは不明であり, 近年非常に活発に研究がなされている. CMZ には, 銀河系全体で 10 程度しか存在しない巨大星団のうち三つが集中し (Arches, Quintuplet, 銀河核星団), 極小 HII 領域を 50 以上含む活発な星形成領域である Sgr B2 分子雲などが存在する ([Nagata et al., 1990, 1995](#); [Gaume et al., 1995](#)). 一方で CMZ の星形成の最大の謎は, 上述のような局所的な激しい星形成の跡は見られるものの, 領域全体でみると蓄積されている多量の (高密度) ガスの割に星形成率が低いという点である (図 5.9).

現在, これを理解するために鍵となると考えられているのがサブパーセクスケールの乱流・磁場の働きと, 分子ガス構造である. 星は高密度分子雲コアの中で形成されるが, どうやら CMZ の雲中では非常に強い乱流場によって, このようなコアが生成されにくいという観測的証拠がそろってきたためである (例えば [Kruijssen et al., 2014a](#)). さらに, CMZ では分子雲衝突を通じた星形成モードが支配的であるという可能性も指摘されており ([Enokiya et al.,](#)

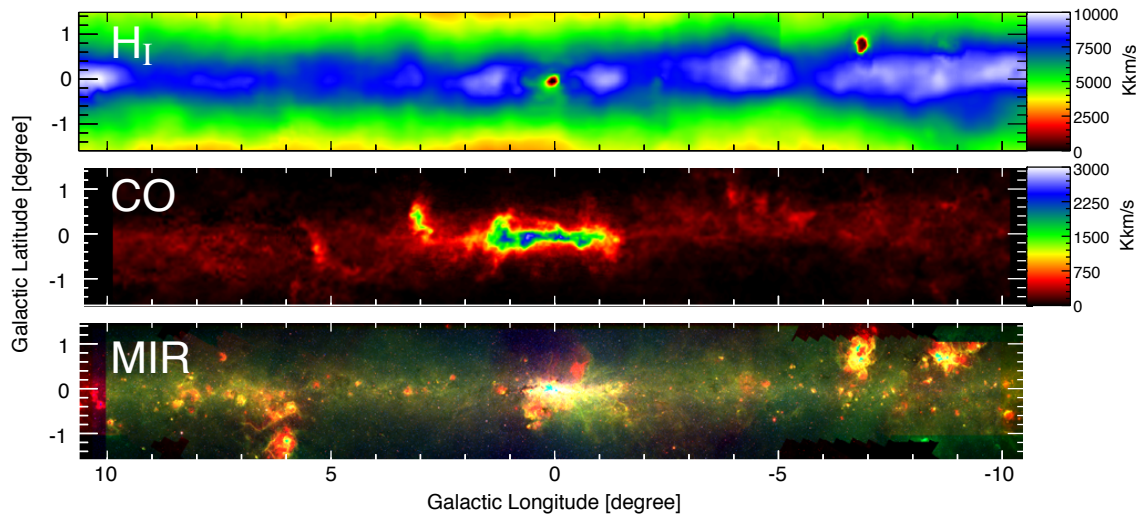


図 5.8: 様々な波長で見た銀河系中心部. 上から ATCA 干渉計と Parkes 望遠鏡で観測された H I , なんてん望遠鏡で観測された $^{12}\text{CO}(J=1-0)$, Spitzer 宇宙望遠鏡によって観測された 5.8, 8, 24 μm の三色合成図.

2021b; Enokiya & Fukui, 2022), 分子雲衝突の際に現れる特徴的な分子ガス構造 (Inoue et al., 2018) を同定するためにも, サブパーセク・スケールのサーベイ観測が重要となってくるであろう.

現在進行形で ALMA, VLA, SMA による広域サーベイ観測が実施されており (例えば Battersby et al., 2020a), この先 10 年の間で CMZ における様々な重要な観測的事実が発見されることは間違いない. 一方で, 乱流の起源や役割, 磁場の果たす役割, 分子ガスがどのように密度構造を形成していくかを理解する上で, 広がった構造を落としてしまう干渉計データだけでは不十分であることは明白である. そのため, 1 パーセクを切る分解能で光学的に薄い輝線を複数同時にサーベイ観測するような, 近年の干渉計データと相補的な観測データがこの先数十年のタイムスパンで必要不可欠となるであろう.

CMZ は見かけの大きさが広がっているため, その全貌理解には広域サーベイ観測を実施する必要がある, 特に干渉計を使った電波輝線ではこの手の観測は非常に難しい. さらに, 磁場の測定に関しても, サブパーセクの分解能で CMZ 全体を十分な S/N で観測を行うには, 既存の望遠鏡では不可能である. これらを解決するために LST は, 重要な役割を果たすだろう.

5.2.10 異なる環境の分子雲 2. 高銀緯分子雲

高銀緯領域は典型的に銀緯が ± 20 度以上の領域のことをさし, 天球面を占める割合は全天の $2/3$ にも及ぶ. 太陽系は銀河系の円盤内に位置しているため, 銀緯が高くなるほど, 銀河円盤の奥行き方向が薄くなる. そのため, 銀河系内の高銀緯領域に存在する星間物質の多くは太陽系から数 100pc 以内の距離にあると言ってよい. また, この性質上, 視線方向上で銀河系内の他の天体と重なる可能性が, 銀緯 ± 20 度以下の方向よりも低いため, 赤外線をはじめとする測光観測のデータとの比較が容易かつ詳細にできる利点がある.

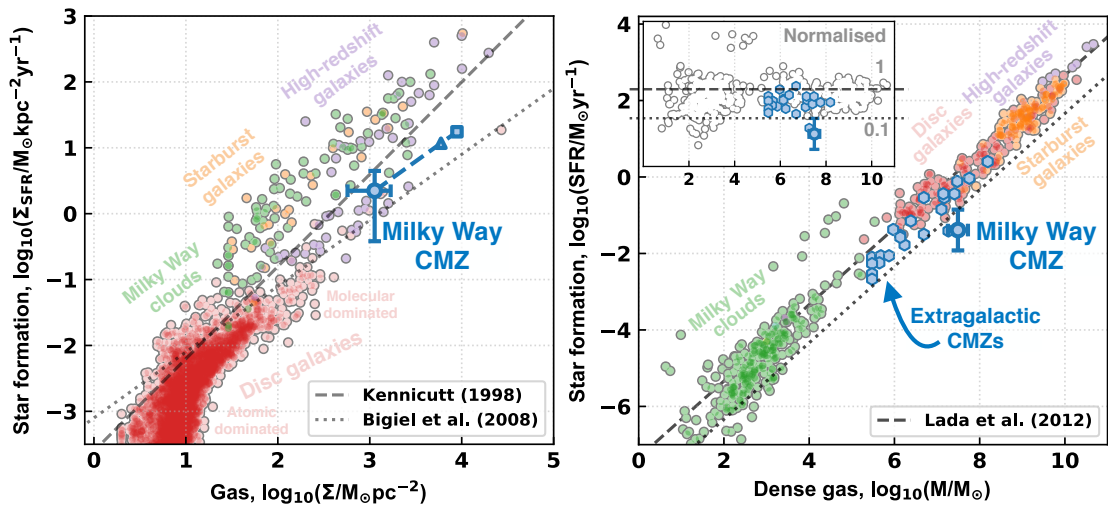


図 5.9: CMZ の星形成の性質と一般的に使われているスケーリング関係との比較. 左: SFR の表面密度 (Σ_{sfr}) とガスの表面密度の関係. CMZ は青い大きな円 (誤差バー付き) で示されている. 右: 高密度分子ガス質量 (M_{dense}) と SFR の関係. CMZ は大きな青丸で示されている. [Henshaw et al. \(2022\)](#) 図 4 より.

高銀緯領域の解析は主に全天サーベイのデータを用いて実施されている. 水素原子, センチ波, ミリ波, サブミリ波の連続波, 赤外線からガンマ線にわたるほぼすべての波長帯で全天観測が行われており, これらを用いた広域にわたる太陽系近傍の星間物質の理解が進んでいる (例えば [Kalberla et al., 2021](#)). しかしこれらのデータは, 角度分解能は数分角程度であり, 空間分解能はサブ pc 程度となる. 高銀緯領域は, 他波長比較が容易なことから近年ではダークガス (従来の星間原子・分子から放出される輝線では観測することのできない星間ガス) の検証の場としても使われている ([Grenier et al., 2005](#); [Planck Collaboration et al., 2011a](#); [Mizuno et al., 2016](#); [Kalberla et al., 2020](#); [Mizuno et al., 2022](#)).

分子雲の物理量を導出するためには距離を正しく見積もることが重要だが, 高銀緯分子雲の距離同定は困難を極める. これは銀緯が低いところにある遠方の分子雲は銀河回転モデルを適用することで, 分子雲までの距離を同定できるが, 太陽系近傍の分子雲はどれもが太陽系と同定度の速度で運動しているため, 速度から距離を同定することが不可能なためである. 近年の GAIA の観測により, 高銀緯領域においても分子雲方向の星の距離と減光量の解析から, 分子雲までの距離が同定できるようになった ([Sun et al., 2021](#)).

高銀緯領域における最初の分子雲探査は [Magnani et al. \(1985\)](#) によって実施された. 可視光のプレートで減光が見られる領域に対して, 網羅的にサーベイを行い, 多くの分子雲を検出した. その後も多くの研究により, 高銀緯分子雲の探査は進んでいる. 名古屋大学のなんてん望遠鏡を用いた広域観測により, 巨大な分子雲フィラメント MBM53, 54, 55 やペガサスループにおける形成初期段階にある極小分子雲の形成過程などを明らかにしてきた ([Yamamoto et al., 2003, 2006a](#)). 高銀緯領域は非常に広く, かつそこに存在する分子雲からの CO 輝線は銀河面のそれに比べると強度が弱いいため, 未だ多くの領域が分光観測では未開拓である. 一方で, Planck 衛星の High

Frequency Instrument のバンドに混入している CO 輝線の分離により、高銀緯領域においても全域にわたって分子雲の分布が明らかになってきた (Planck Collaboration et al., 2014a). ただし、Planck 衛星のデータは CO 輝線を分光できないため、運動に関する情報は得られていない。

高銀緯領域の分子雲は形成途上の分子雲が多く存在していると考えられている。ペガサスループで発見した小分子雲群はジーンズ不安定性によって分裂したものというよりは熱的不安定性によって形成されたことが支持されている (Yamamoto et al., 2006a). 分子雲の種がどのような環境下で、どのように形成されるのかは観測的にはまだよくわかっていない。分子雲の種とも言える小分子雲を検出し、速度、質量などの物理量を明らかにすることが、分子雲形成の理解につながる。水素分子は星間ダストの表面で形成されることが考えられているため、分子雲形成の理解には星間ダストの分布・性質も明らかにすることも重要である。LST ではサブミリ波のダスト連続波の観測も可能なため、CO 輝線とダスト連続波の両方を観測することで、分子雲と星間ダストの分布を数秒角程度の角度分解能で明らかにできる。また、LST が稼働する 2030 年代には SKA1 による観測も進んでいるため、HI 輝線も数秒角の角度分解能のデータが手に入っている。これらを合わせることで、近傍 100pc において、数 100AU スケールの空間分解能で分子雲形成の議論が可能となる。これは従来のサブ pc スケール (数万 AU スケール) での議論に比べ飛躍的に空間分解能が上がるため、新たなブレークスルーが期待される。CO 輝線は音速を超える線幅を持つのが一般的であり、これは分子雲中では内部運動として乱流成分が卓越していることを意味する。しかしながら、この乱流の起源は未だ明らかになっていない。水素原子雲から水素分子が形成され、星間空間で分子雲の種が形成される際に極小分子雲の運動を調べることは乱流の起源に迫れる可能性がある。数 100AU スケールを分解するためには太陽系近傍の分子雲を観測する必要がある。形成初期段階の分子雲が多く存在する高銀緯領域は分子雲形成の研究の非常によい実験室となり得る。

5.2.11 異なる環境の分子雲 3. 大小マゼラン雲

大小マゼラン雲は以下に述べるような理由により、星形成/星間物質の研究において重要な実験場を提供し続けた。(1) 局所銀河群においては星形成に直結する分子ガスの観測が可能な最も距離の近い (大マゼラン雲, ~ 50 kpc; 小マゼラン雲, ~ 62 kpc) 銀河であり、かつ銀河面からは離れて存在しているため、銀河全面に渡る観測においては天の川銀河、さらにはその他のより遠くの銀河と比べても圧倒的優位な場である。(2) 星間物質に含まれる重元素量 (金属量) はガスの冷却/加熱を左右する。特に金属量が少ない環境下においては冷却が非効率になり、ジーンズ質量を増加させるため、重力収縮の初期状態となる分子雲コアの質量を増加させるなど星形成モードに変化を与え得る。大小マゼラン雲はそれぞれ太陽系金属量の 0.2, 0.5 倍程度であり、宇宙の歴史においては最も星形成の活発であった赤方偏移 ~ 2 程度の金属量にも近いことから (Pei et al., 1999), より遠方銀河における星形成を空間分解した観測から間接的に明らかにする上でも重要な位置づけにある。(3) 現在の銀河系では見られない球状星団

(Populous cluster) が活発に形成されており、大規模な星団形成のメカニズムを探ることが可能である。近年、大小マゼラン雲の相互作用に起因する高速のガス流が局所銀河群において最も高光度な H II 領域である 30 Dor 複合体を形成した可能性も提案されており (Fukui et al., 2017a), 銀河間相互作用による星形成を最も近場で研究できる場としても注目を集めつつある。

上記のような背景から、これまで星形成の母体となるミリ波・サブミリ波帯の分子雲の広域観測などが精力的に行われてきており、他波長観測との比較も含めた統計的研究から、単一のサンプルでは導出が不可能な巨大分子雲の進化のタイムスケールなどを明らかにしてきた (Fukui et al., 1999; Kawamura et al., 2009a). LST においても、全面観測を前提とした観測計画が視野に入る。特に大マゼラン雲は天球面上の広がり約 36 平方度と小マゼラン雲 (約 6 平方度) よりもさらに広大であるため現存する ACA などの装置では現実的には不可能な観測も実行可能となる。100 ビームほどのヘテロダイン受信機があれば CO(3-2) や CO(4-3) など 400 GHz 帯の輝線までであれば数 10 から数 100 時間程度で全面観測が可能である。より高い周波数の CO(6-5) などはそれらの観測に基づいて領域を限定すれば分子ガスが検出された場所に関しては漏れなく観測が可能である。これまでも領域は限定されているものの、APEX 望遠鏡や Herschel 宇宙望遠鏡を用いて CO(6-5) の観測は一部実行されており (Okada et al., 2015; Lee et al., 2016), 衝撃波起因に起因する暖かいガスを検出するなどの威力を発揮してきた (Figure 5.10). 最近の ALMA の観測でこの CO 高い励起線で検出された場所に、局所銀河群でも最も巨大な部類となる質量 $\sim 10^4 M_{\odot}$ 高密度クランプも見出され (Tokuda et al., 2022), 分子ガスが従来持っている非熱的 (乱流) 運動よりも速度の速い圧縮がそのような巨大なガスのクランプの形成要因となっていることが浮かび上がった。CO 等複数輝線の観測で得られる生の観測量としては分子ガスの温度/密度のみであるため、光解離モデルとの比較など別の加熱要因も考慮に入れる必要があるが、例えば H II 領域が同定されておらず、赤外線で見える原始星が検出されていない高温/高密度領域が検出されれば (つまり加熱要因が動力的な要因のみに限定されるような場合), 衝撃波圧縮により形成された巨大星団前駆体クランプの良い候補となりうる。ALMA との連携によりその詳細構造を明らかにし、球状星団の形成過程に迫る研究に期待がかかる (ガス雲衝突における CO 高励起線については、第 5.2.8 節も参照されたい)。

また、銀河スケールで原子ガスのデータが今後数年で飛躍的に増加することにも留意したい。ASKAP や SKA でより高解像度の ($1''$ – $10''$) の H I ガスのマップなどが得られつつあるため (例えば McClure-Griffiths et al., 2018), 原子ガスから分子ガスへの降着過程 (例えば Fukui et al., 1999) を連続的に明らかにする上で同様の分解能の全面観測が重要である。中性炭素原子の観測などに基づいて分子雲の特に若い進化段階の領域などを見出しつつ (例えば Maezawa et al., 1999), 原子雲から分子雲の遷移や及びその金属量の違い、銀河の場所ごとによる依存性を検証することが可能である。

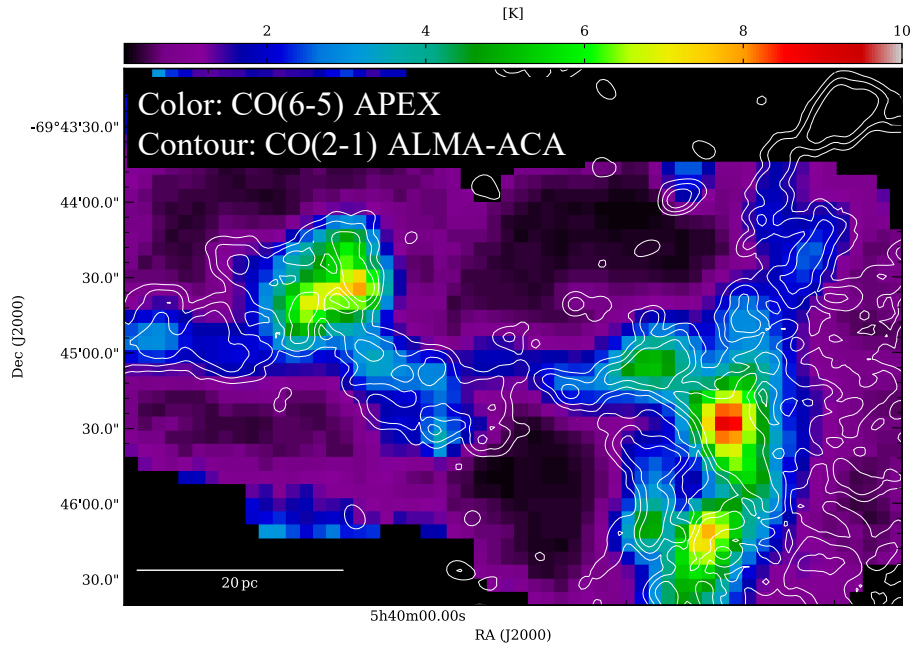


図 5.10: 大マゼラン雲 N159E/W 領域の CO(2-1) と CO(6-5) の空間分布. それぞれ ALMA 及び APEX のアーカイブデータより作成した.

5.3 分子雲コアから原始星・原始惑星円盤へ

5.3.1 分子雲コアの構造と進化

分子雲コアの密度及び運動学的進化の研究

分子雲コアは星形成の最小単位であり, 単独の星もしくはその連星/多重星を産む重力的に束縛された系である. これまでの単一電波望遠鏡等を用いたミリ波/サブミリ波連続波及び分子輝線を用いた観測的研究により, 分子雲コアの質量関数が星の初期質量関数に酷似していることなどが明らかにされてきた (e.g., [Motte et al. 1998](#); [Onishi et al. 2002](#), 詳細は第 5.3.2 節を参照). したがって星形成の直接母体である分子雲コアの進化/時間発展を記述することは星形成過程の理解の基礎を提供するに他ならない. 最近の Atacama Compact Array (ACA) の観測により, 分子雲コア内部の密度構造の詳細が調べられ, 10^6 cm^{-3} 程度の密度に到達した後は, 自由落下時間で原始星形成へ至ることが示唆される ([Tokuda et al., 2020](#)) など, 分子雲コア進化に関する統計的な性質の理解も進展している.

この種の研究を行うにおいて改めて強調すべき困難は, 太陽系近傍 (距離 $\sim 140 \text{ pc}$) 分子雲コアの観測的研究には, 次の四つの難しさがある. これらは星形成前の分子雲コアにおいて, 顕著である. (1) 原始星を包含しない分子雲コアは赤外線では検出できず, 観測ターゲットを選定することがそもそも難しいこと, (2) 大質量星及び星団形成領域の分子雲コアの柱密度や温度と比べると数倍以上は低く, 場合によっては 1 桁程度観測強度が小さくなり, 太陽系近傍という距離の恩恵を超えて到達感度の観点から不利になってしまうこと, (3) 分子雲コアの収縮の早期の

段階では高密度構造が未発達であり、低い空間周波数成分に欠けるため電波干渉計の観測では、そもそも連続波/輝線放射の検出自体が難しくなること (例えば [Dunham et al., 2016](#); [Tokuda et al., 2020](#)), (4) 星形成直前の高密度、低温環境では多くの分子がダスト表面上に吸着してしまうことから (例えば [Aikawa et al., 2005](#); [Caselli, 2011](#)), そのような場所を観測するためのトレーサーが限られていることなどが挙げられる。しかし、LST は高解像度、広視野、および広周波数帯域観測を実現できるため、これら全ての困難に対応できる理想的な装置となり得ると期待される。

星形成直前の分子雲コアの 10^6 cm^{-3} を超える密度領域に関しては依然として探査が進んでいないのが現状である。また、現在の星形成理論において、分子雲コアと原始星の過渡期に必ず形成されると考えられている最初の静水圧平衡天体であるファーストコア (例えば [Larson, 1969](#)) が未同定であるなど、解決すべき課題は残されている。初期条件となる分子雲コアの回転や磁場 (後述) は連星/多重星系の条件や原始惑星円盤の性質を決定する (例えば [Machida et al., 2008](#); [Hirano et al., 2020](#)) 可能性があるため、観測的に各種パラメータの制限 (乱流、比角運動量、磁場、化学組成など) を加えることが鍵となる。特に、上記に述べた (4) の困難を乗り越えるためには、観測ラインの選定が鍵となる。低温高密度領域で濃縮が進む N_2H^+ の重水素化合物などはこれまでしばしば用いられてきたが、例えば、L183 や L1544 など星なし分子雲コアの中でも特に密度が高く進化した天体においては必ずしも中心部をトーススしないことも報告されている ([Pagani et al., 2007](#); [Redaelli et al., 2019](#))。このような領域においても、 H_3^+ の重水素化合物であれば、中心部の力学構造を捉えることが期待されている (例えば [Aikawa et al., 2005](#); [Caselli, 2011](#))。370 GHz 帯の ortho- H_2D^+ 及び 800 GHz の para- H_2D^+ の遷移がサブミリ波帯で利用可能であるが、現在においても、気象条件等や装置の特性等の制限により分子雲コアのごく少数のターゲットのごく一部のみの観測に留まる (例えば [Koumpia et al., 2020](#)) ため、これらの輝線観測を LST を用いて広く行うことが望まれる。図 5.11 に ortho- H_2D^+ 輝線を用いて原始星直前/直後の分子雲コアを観測した際の予想を示す。原始星形成の早期段階で最も強度が強くなるため、従来の観測までは“星なし”と捉えられていた天体に対してサーベイ観測を実行することにより、よりファーストコア形成期に近いかどうかの判定を行う上でも重要な指針の一つとなりうる。また、密度の低いガスからの寄与を最小限に抑えられるため、分子雲コアの純粋な力学運動を捉える上でも有利となり、回転などの重要な物理量を制限することにも役立つだろう (分子雲コアの回転の起源の解明に関しては、第 5.3.2 節も参照)。

分子雲コアの磁場構造の研究

分子雲コアは、「雲段階の構造形成の最後の生成物」であるとともに、「星・円盤・惑星系形成の初期条件」を与える天体である。分子雲コアの物理的性質をよく知ることにより、その直前の過程である、フィラメント分子雲の分裂過程 ([André et al., 2010](#); [Hacar et al., 2022](#)), もしくは、分子雲衝突過程 ([Fukui et al., 2021a](#)) などの理解を進

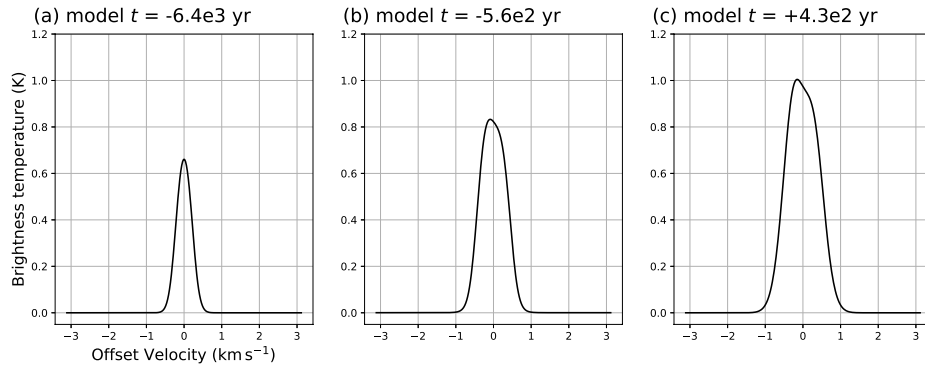


図 5.11: 原始星形成 ($t=0$) 前後の分子雲コアを $\text{ortho-H}_2\text{D}^+$ で $4''$ の解像度 (LST の 370 GHz 帯を想定) で観測した時のスペクトル [古家 健次氏 (国立天文台) 提供]. 分子雲コアの 1 次元収縮モデル (Masunaga & Inutsuka, 2000) の分子アバンドランスの進化を分子化学計算 (Furuya et al., 2015a) によって計算し、輻射輸送コードを用いて (Brinch & Hogerheijde, 2010) 輝線強度を計算している.

められる. また, 分子雲コアの構造と進化を良く調べ, とりわけ, 重力収縮が開始する瞬間の分子雲コアの物理的性質を知ることによって, 星・円盤・惑星系形成の初期条件を観測的に制限できる (Ward-Thompson et al., 2007; Pattle et al., 2022). これらの物理過程において, 磁場構造が重要な役割を果たすと考えられている.

分子雲コアの主な構造としては, 密度構造と温度構造と速度構造と化学構造と磁場構造がある (磁場構造以外の詳細については, 前のセクションを参照). 密度構造からは自己重力がわかり (Kandori et al., 2005), 温度構造からは熱がわかり (Jijina et al., 1999), 速度構造からは乱流と回転がわかり (Tatematsu et al., 2016), 化学構造からは, 年齢への示唆などが得られる. 磁場構造からは, 磁力線構造と磁場強度がわかる (Ward-Thompson et al., 2000). また, 総合的判断から, 外圧も推定できる. これらの情報を大規模かつ精密に取得できるなら, 理論との比較も行うことにより, 分子雲コアについて, 力学的安定性と, 内部構造進化と, 分子雲構造形成との関係と, 質量関数まで含めた星・円盤・惑星系形成との関係の研究を強力に推進できるだろう⁸.

磁場構造の観点で眺めるならば, 磁場の向きの情報と, 磁場強度の情報が重要になる⁹.

分子雲コア内外を貫く磁力線構造をトレースすることからは, 凍結磁場を考慮しつつ, コア形成に向けた質量集積がどのように進んだかの情報を得られる (Myers et al., 2018; Kandori et al., 2020; Pillai et al., 2020). 質量集積の履歴を議論する際には, 密度や柱密度と磁場強度との関係を調べることも重要になる (Myers & Basu, 2021). 原始星や円盤構造が付随する分子雲コアの磁場の向きを多数観測することにより, 周辺磁場の向きと, コア磁場軸の向きと, コア回転軸の向きがどれくらいズレた環境において, どのような星円盤系形成が起こっているかを調べられる (Yen et al., 2021; Gupta et al., 2022). 理論との協力により, そのような系からどのような円盤や惑星系が誕生するかを調べ, 初期条件の揺らぎで説明可能な多様性により, 実際の系外惑星観測で判明している系外惑星系

⁸ 編集者注: 2023 年 11 月 1 日刊行の初版では, この段落が二重に掲載されていました. 著者の神鳥さんには, ご迷惑をおかけいたしました.

⁹ これに関しては, SPICA/B-BOP の実現に向けた議論 (André et al., 2019), および, 我が国での SPICA サイエンス検討会最終報告書 (https://www.ir.isas.jaxa.jp/SPICA/SPICA_HP/suishin/docs/SPICA_final_report_20201201.pdf) も参考になる.

の多様性を説明できるかどうかの研究に進むこともできるだろう。また、主星の物理的性質との関係も調べられるだろう (Machida et al., 2008, 2020)。こういったことは、恒星の初期質量関数の起源の探究から銀河系ハビタブルゾーン (Gonzalez et al., 2001; Lineweaver et al., 2004) の観測的な探究まで、恒星から惑星系までの幅広い理解の推進に役立つだろう。多様性を生み出す重要な原因となっている、分子雲コアの磁力線構造と速度構造の関係について、なぜ多様なズレ方が起こるのかの機構をコア形成以前にまで遡って研究することも重要だろう。

磁場強度の測定からは分子雲コアの磁気臨界性の情報が得られる (Nakano & Nakamura, 1978a)。磁気臨界性の評価により、分子雲コアが自己重力に対して磁場だけで支えられるかどうか、すなわち、磁気亜臨界か磁気臨界か磁気超臨界かがわかる。自己重力に対する磁気的支持に、熱的・乱流的サポートを加えて評価することにより、分子雲コアの力学的な安定状態を総合的に評価できる。分子雲コアが持つ全てのサポート力が自己重力に負ける瞬間が重力収縮の開始の瞬間であり、このときの物理的性質を突き止めようとする研究テーマが、「星・円盤・惑星系形成の初期条件問題」である。このような言い方をすると、安定に形成された磁気平衡解 (Tomisaka et al., 1988; McKee, 1989) のような構造が、磁気拡散や乱流散逸などに駆動された進化により途中から不安定化する描像が想起される。当然ながら、最初から不安定に形成されるシナリオの調査も必要であり、その場合は形成時の不安定の度合い、すなわち、若い段階での力学的な臨界性を精密に評価することも重要になるだろう。

分子雲コアの磁力線構造と磁気臨界性を良く知るためには、理想的には磁場の三次元構造を知りたい。現時点では、砂時計型の磁場構造が付随する分子雲コアについては、砂時計構造の三次元解析により、磁場軸の視線方向への傾きを推定し、全磁場強度を求めた事例がいくつかある (Kandori et al., 2020)。ゼーマン効果による磁場強度の視線成分の測定 (Crutcher, 2012; Ching et al., 2022) と、Davis-Chandrasekhar-Fermi (DCF) 法などによる磁場強度の天球面成分の測定 (Davis, 1951; Chandrasekhar & Fermi, 1953; Myers & Basu, 2021) を組み合わせて、三次元での磁気臨界性を見積もることもできなくはない (Myers & Goodman, 1991; Nakamura et al., 2019) が、それぞれの方法がトレースする密度領域も異なるため、独立な観測結果を合成する難しさはある。DCF 法の補正方法はいくつかある (Ostriker et al., 2001; Cho & Yoo, 2016; Yoon & Cho, 2019; Liu et al., 2021)。また、非圧縮的な乱流を仮定している DCF 法に対し、圧縮性の効果を取り入れた手法の提案もある (Skalidis & Tassis, 2021; Beattie et al., 2022)。新しい磁場構造推定の手法の提案もいくつかある (Chen et al., 2019; Lazarian et al., 2022) が、実際の観測事例はまだ十分ではない。磁場構造の三次元情報（磁場軸の視線方向への傾きの情報、磁場強度の天球面成分と視線成分の両方の情報）を上手く測定できない場合は、たくさんの分子雲コア（例えば、数十天体）の磁場強度の天球面成分もしくは視線成分のどちらかを観測し、それらの磁場軸の向きがランダムであることを仮定することにより、統計的な一つの磁気臨界性の値を得ようとするのが、保守的なアプローチになるだろう (Troland & Crutcher, 2008)。しかし、この方法では、個々の分子雲コアの個性は失われてしまうし、典型値がかなり粗く見積もられるだけで、典型値からの揺らぎがどれくらいあるかについて議論することも難しい。このあたりの困難をどのように突破するかが、LST が完成するまでに検討すべき課題になるだろう。

星・円盤・惑星系形成の初期条件を、様々な「物理的性質」や「銀河系内での位置」や「星形成モード」の分子雲に対して精密に求めるためには、コア中心から周辺までを高い空間分解能と感度で高速にマッピングすることにより、良質なデータを短時間で大量に取得する能力が必須になる。その能力を提供することは、LST のユニークかつ重要な役割になると思われる。電波干渉計である ALMA に対して、LST は大口径の単一口径電波望遠鏡であるため、原始星が付随しない、星形成前の、空間的に広がった構造を持つ星なしコアの情報を得ることへのアドバンテージが大きい。星・円盤・惑星系形成の初期条件が決まるのは、分子雲コア形成から星なしコアの段階であり、この重要なステージの天体群に対して、磁場情報までを含む総合的な物理的・化学的性質のデータを精密かつ大量に取得できるのは LST だけである。LST による強力な観測によって、小質量星形成から大質量星形成までと、銀河系の中心部から外縁部までと、分裂するフィラメントから星団形成までと、主星の質量関数から星・円盤・惑星系の普遍性と多様性までの理解を、大きく進めることができるだろう。

5.3.2 分子雲コアの質量関数と星の初期質量関数

星形成研究の最終目標の一つである星の初期質量関数 (IMF) の起源について、IMF と分子雲コアの質量関数 (CMF) の類似性が指摘されてきた (例えば [Motte et al., 1998](#))。ハーシェル宇宙望遠鏡による太陽近傍の分子雲の詳細な広域観測により、より大きなサンプル数で CMF と IMF の類似性が確認された (例えば [André et al., 2010](#))。

コア形成についての理論的理解は、まだ十分には進んでいない。これまでコア形成理論モデルとして、超音速乱流の統計的性質である、対数正規分布に従う密度の確率分布関数を元にした乱流分裂理論 (e.g, [Padoan et al., 1997](#); [Hennebelle & Chabrier, 2008](#)) や、分裂後の Bondi-Hoyle-Littleton 降着の過程で質量関数が決定されるというモデル (e.g, [Zinnecker, 1982](#)) などが提案されてきた。後者のモデルは近年、大域崩壊における階層的分裂モデル ([Vázquez-Semadeni et al., 2019a](#)) の中に組み込まれている。前者のモデルに関連して、フィラメントの中でのコア形成を初めて議論したのが [Inutsuka \(2001\)](#) である。近年フィラメント中の 3 次元構造を考慮したモデルが [Lee et al. \(2017\)](#) で提唱されている。いずれの理論も、CMF と IMF が一対一対応しているとすると、それだけでは、銀河系の様々な環境にある領域の初期質量関数の形状があまり変わらないという特徴を説明することが難しい。これは例えば、ピーク質量は、仮定する磁場強度や乱流強度などに依存するためである。上記の統計的なコア形成理論モデルに欠けているのは、実空間でのコア形成過程の理解である。例えば、[Iwasaki & Tomida \(2022\)](#) は、原子ガスからの分子雲形成の結果できる、コアより大きなスケールのクランプ (フィラメント) の統計的性質は、進化の過程で熱エネルギーと乱流エネルギー・磁気エネルギーがほぼ同等の大きさになるように漸近することを明らかにした。高密度領域でのエネルギー等分配に近いふるまいは、他の数値シミュレーションでも得られている (例えば [Lee & Hennebelle, 2019](#))。このような漸近的振る舞いが CMF や IMF の普遍性に関与している可能性がある。実際に、[Chen & Ostriker \(2014\)](#) は分子雲における超音速の乱流による局所的な圧縮領域に着目した数値シミュ

レーションをおこない、CMF のピーク質量は初期に仮定した磁場強度に依存せず、乱流の動圧のみに依存することを示した。Hennebelle et al. (2019) は、CMF のピーク質量は、いわゆる第一コアのおおよそ 10 倍という普遍的な値となることを、様々な状況化での数値シミュレーションの結果を得ている。

分子雲コアがフィラメントで形成されるとすると、フィラメントの統計的性質と CMF には密接な関係があることが予想される。フィラメントの統計的性質と CMF を結びつける基本的な量として、André et al. (2019) は、図 5.12 に示すように、フィラメントの線質量の頻度分布 (Filament Line Mass Function, FLMD) を測定し、臨界線質量付近をピークとして、高線質量側が冪関数に従うことを見出した。この冪指数は IMF や CMF とほぼ一致する。星形成は主に超臨界フィラメントで起こるので、線質量関数が冪関数に従うフィラメント中でコアと星が作られる。このことは FLMD が IMF と CMF の起源に深く関わっていることを示唆している。

近年では、個々のフィラメントの性質と、その中で形成されるコアの質量関数のあいだの相関が調べられ、図 5.12 右に示すように、線質量が大きいフィラメントほど、コアの典型的な質量が大きいことが示唆されている (Pineda et al., 2022)。しかし、きわめて小数のフィラメントでのみ、コア質量関数が求められているに過ぎず、フィラメント線質量とコア質量の正の相関の有無にまだ確定的なことは言えない。これまでフィラメントの詳細な特徴 (たとえば、 W_{fil} , M_{line} , σ_v など) と分裂過程 (コア間隔) が観測された例はまだほとんどなく、上記の分裂の特徴が一般的かどうかはわからない。LST により、飛躍的に多くのフィラメントで同様の観測 (ダスト連続波と偏光観測・輝線観測) が可能になれば、フィラメント分裂過程における乱流と磁場・重力の役割を解明するための基盤となる統計データが得られる。

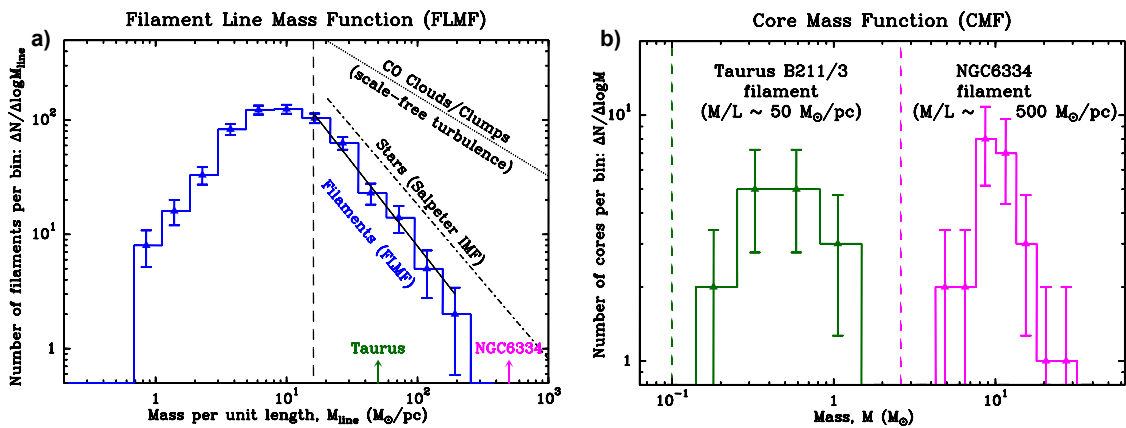


図 5.12: 左) フィラメント線密度関数. 近傍分子雲 8 領域のハーシェル宇宙望遠鏡による観測 (Arzoumanian et al., 2019) で同定された 599 本のフィラメントの線密度頻度分布. 臨界線密度 $\text{line,crit} \sim 16 M_{\odot}/\text{pc}$ (縦破線) より大きい線密度をもつフィラメントの FLMD は、Salpeter の初期質量関数の冪 -1.6 ± 0.1 でよくフィットできる (André et al., 2019). 右) 異なる線密度をもつ 2 つのフィラメントにおけるコア質量関数 (Pineda et al., 2022). コア質量は、線密度が大きな NGC6334 フィラメントの方が、Taurus B211/3 フィラメントより大きく、コア質量と線密度は正の相関を示す。

コア質量関数以外の重要な物理量として、コア内部の速度分布がある。特に角運動量はコアから星が形成される

際に重要な役割を果たし、アウトフローやジェットを駆動し、また原始惑星系円盤や多重星の形成 (Belloche, 2013) にも影響を及ぼす。観測では、コア内の視線速度勾配が剛体回転から生じたと仮定して、比角運動量が見積もられている。比角運動量は、コアサイズと質量が増加するにしたがい、増加する ($j \propto R^{1.6-2.4}, j \propto M^{0.5-0.9}$, ここで j は比角運動量, R はコアサイズ, M はコア質量を表す) ことが知られている (Goodman et al., 1993; Tatematsu et al., 2016)。

この比角運動量のサイズ依存性は、大雑把にはコア内の乱流が Larson 則に従っていれば成り立つと理解されている。Larson 則 ($\delta v \propto R^{1/2}$) を仮定すると、比角運動量のスケージングは、 $j \propto \delta v R \propto R^{1.5}$ となり観測と整合的に見える。ただ、この単純な議論はコア形成過程を考慮していないため、角運動量がどのようにコア形成時に取り込まれるのかはわかっていない。近年の研究では、フィラメントに沿った 1 次元コルモゴロフパワースペクトルのべき指数 $-5/3$ をもつ速度揺らぎがコアに取り込まれたと考えると、観測と整合的な角運動量分布が説明できることが示されている (Misugi et al., 2019)。この理論予測を検証するためには、コアの運動量とフィラメントのパワースペクトルの観測が必要となる。

5.3.3 エンベロープから原始惑星系円盤へ

分子雲コア・エンベロープ内で星形成が開始すると、エンベロープ内のガスやダストは中心に向かって質量降着し、中心では原始星が形成される。多くの分子雲コア・エンベロープは角運動量を持っており、エンベロープ内の物質はその角運動量を保存しつつ、質量降着する。そのため、質量降着する物質はある半径に達すると回転（遠心力）で支えられる。この様にして、星形成にともなって、原始星周囲には円盤が形成される。これらの円盤は、原始惑星系円盤として、前主系列星の周囲に確認されており、さらに、惑星系形成の現場としても認識されている。原始星周囲では、形成されるつつある原始惑星系円盤を観測することができ、円盤の形成過程、さらには、惑星系形成の初期条件を研究することができる。さらに、円盤形成に欠かせない角運動量がどのように形成されるのかを研究することができる。

原始星期における中心星や星周円盤の形成において、さらに大きな構造、すなわち分子雲コアや星周エンベロープからの質量輸送のプロセスを明らかにすることは、一つの重要な観点となる。古典的な質量降着現象の描像は、孤立した原始星に対する軸対象構造である (例えば Larson, 1969)。観測的なアプローチにおいても、それにならった構造解明や物理量導出がおこなわれてきた (例えば Momose et al., 1998)。一方、近年の ALMA による高感度・高解像度観測では、原始星周りの複雑な微細構造分布や速度構造が明らかになりつつある (例えば Tokuda et al., 2014)。これらは、原始星期における質量降着が、古典的な描像では把握しきれない、より動的な現象であることを示している。

特に、Class0/ClassI 原始星に対する近年の ALMA や NOEMA などの高感度観測において、ストリーマーと呼

ばれる非軸対象構造が複数見つかった (Le Gouellec et al., 2019; Pineda et al., 2020; Garufi et al., 2022; Valdivia-Mena et al., 2022). ストリーマーは、分子雲コア・エンベロープから原始星や星周円盤の系へと伸びる細長い構造であり、およそ数 100 AU から数 1000 AU に渡る構造として同定されている。その速度構造は星周円盤やエンベロープと連続的に接続しており、系への質量降着を担っていると考えられている。この時の質量降着率はおよそ $\sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 程度と見積もられており、これはこれまでの古典的描像で得られてきた質量降着率と同等である (Pineda et al., 2020; Thieme et al., 2022)。つまり、星形成や進化において、このような構造が重要な役割を担っている可能性を示唆している。CO のような代表的な分子輝線だけでなく、 H_2CO や HC_3N などの複雑な分子でも見出されており (Pineda et al., 2022; Valdivia-Mena et al., 2022)、化学的にも複雑な様相を呈している。

ストリーマーの物理状態を観測的に明らかにすることは、原始星段階における質量降着を理解する上で重要となるだろう。しかしながら、ストリーマーの検出においては高感度観測が必要となるため、まだサンプルは多くない。系統的な観測を行うことで、ストリーマーの普遍性と多様性を明らかにする必要がある。特に、ストリーマーは中心星や星周円盤への角運動量輸送に重要な役割を持つ可能性があり、初期円盤サイズやエンベロープ構造など、星進化における重要な要素につながる期待がある。また、このようなストリーマーと、分子雲・フィラメントのようにより大きなスケールとの関連も重要となる。

これまで見出されたストリーマーは主に電波干渉計による観測であるため、視野によって取得可能な空間構造のスケールが制限される (およそ数千 AU) が、実際はもっと広がっている可能性があり、それらは母体となるフィラメントや分子雲と接続し、質量輸送を担っている可能性がある。実際、大きなスケールでの星形成シミュレーションでは、フィラメント内においてストリーマーを伴う星形成が見られている (例えば Kuffmeier et al., 2019)。このような大きなスケールでのストリーマー構造の検出と調査には、数千 AU の星周エンベロープを解像しながら pc スケールの空間構造を捉えるような、幅広い空間ダイナミックレンジもカバーする必要がある。高感度と幅広い周波数バンド、イメージング性能も必要なことから、LST のような大型単一鏡の活躍が期待できるだろう。

LST で行う観測として期待されるのは、ストリーマーに対するヘテロダイン受信機を用いた多分子輝線マッピング観測である。原始星の周囲の構造に対する高感度なイメージングから、星周円盤・エンベロープから母体分子雲にわたるスケールに見られるストリーマー構造の探査を行う。ストリーマーの同定には速度構造も重要であることから、ヘテロダイン受信機による高い速度分解能も有益となる。このような LST の特性を活かした観測により、幅広い空間ダイナミックレンジと詳細な速度構造によりストリーマーの密度構造や運動を精度良く決める。これらと星周エンベロープの速度構造や星周円盤のサイズなどの比較を通して、ストリーマーと質量降着現象の関係を調査し、星形成過程におけるストリーマーの役割に関する知見を得る。また、母体となる分子雲の密度や温度、乱流構造、環境パラメータなどとの比較も行い、ストリーマーの系統性と多様性を調査し、その生成要因を探る。

ストリーマー構造におけるダストサイズ分布を調べる観測も興味深い。原始星エンベロープではすでにダスト成長が促されている観測的示唆も得られており (例えば Tobin et al., 2013)、どの段階でダスト成長が生じるかにつ

いて新たな知見が得られる可能性がある。ダストサイズに関する知見は、光学的に薄いミリ波・サブミリ波のスペクトル指数を用いる手法がよく用いられる。LST に搭載が予定されている高感度多周波カメラにおいて重要な観測ターゲットの一つとなりうるだろう。ただし、広域にわたるストリーマーは希薄であり低輝度となると期待されるので、高い感度が必要となる点は注意したい。

5.3.4 星・円盤形成とダスト進化

原始星期から前主系列段階へ進むと、星周物質の散逸が進み、分子雲コアやエンベロープの残骸が晴れ上がり、中心の前主系列星と降着円盤のみの系となる。この時の星周円盤は原始惑星系円盤 (以下「円盤」) と呼ばれ、惑星系は、この円盤内で形成される。円盤は主に中心星の輻射と重力で支配されており、円盤内で生じる様々な素過程を通して 3 次元的に複雑な構造を持つ。多様性に富む系外惑星系は、このような円盤構造の多様性やその進化に起因すると考えられており、様々な観測的視点から円盤構造を解き明かす科学的意義は大きい。

円盤における惑星系形成の初段階は、円盤内に含まれるダストの移流と合体成長である。円盤は星間物質から取り込まれたガスとダストを起源としており、円盤フェーズ初期においてダストは μm オーダーのサイズだと考えられている。円盤進化に伴い、ダストは重力による移流や円盤乱流による巻き上げなどを経て、合体成長や衝突破壊を繰り返すと考えられている。ダストはさらに成長し続け、最終的に $\text{m}\sim\text{km}$ サイズの微惑星となると考えられており、微惑星に円盤ガスが集積することで惑星になると考えられている (例えば [Testi et al., 2014](#))。

円盤ダスト成長に伴う物理プロセスを観測的に制約することは、惑星系形成過程の理解にとって極めて重要である。円盤ダストサイズの観測的な推測としては、従来、光学的に薄いミリ波・サブミリ波のスペクトル指数を用いた手法が多く行われてきた。ミリ波・サブミリ波におけるダストの質量吸収係数 κ_ν は、 $\kappa_\nu \propto \nu^\beta$ で記述される周波数依存性をもち、ダストを構成する物質や形状が均一であれば、ダストの大きさに依存するため、ダストサイズの違いが β に反映される。放射が光学的に薄い場合、ミリ波・サブミリ波の放射強度はおよそ $I_\nu \propto \nu^{2+\beta}$ の関係を持つため、スペクトル指数から円盤ダストサイズに言及することが可能となる ([Draine, 2006](#), など)。

実際、単一鏡を用いた多周波サーベイ観測が 2000 年代にかけて複数行われており、円盤において $\beta \sim 0\text{--}0.5$ 程度であり、星間物質よりもダストが成長していることが示唆されている ([Beckwith & Sargent, 1991](#); [Andrews & Williams, 2005](#); [Ricci et al., 2010](#), など)。これらは円盤を空間分解しない、平均的なダストサイズに関する知見を示したものであるが、ALMA 稼働後、円盤を空間分解してスペクトル指数を導出する観測も積極的に行われるようになってきており、上記をサポートする結果が得られている他、円盤内のダストサイズ分布に複雑な半径依存性があることが示されている ([Tsukagoshi et al., 2016, 2022](#))。さらに、ALMA により円盤のミリ波・サブミリ波偏波放射が検出されるようになっており、円盤放射の解釈において、観測波長程度に成長したダストによるミリ波散乱の重要性が理解されるようになってきた ([Kataoka et al., 2015, 2016](#))。

ミリ波・サブミリ波における散乱放射の存在は、上述のスペクトル指数の解釈にも影響し、円盤ダストサイズ分布の正しい見積もり、ひいては円盤質量の正確な導出が困難であることを示している。散乱放射が無視できない場合、アルベドの周波数依存性が発現した連続波スペクトルとなり、スペクトル指数は単一の冪にはならない。これはダストサイズに依存する形となるが、ミリ波・サブミリ波帯での各周波数におけるスペクトル指数が複雑に変化するため、従来行われていたような2周波数間でのスペクトル指数では、その全容を正確に把握することは難しい (Zhu et al., 2019)。

円盤ダスト進化を探る上で新たな情報をもたらすのが、ミリ波からサブミリ波帯にかけての広域スペクトルの取得であろう。円盤が光学的に厚く散乱放射が無視できない場合では、前述のようにミリ波・サブミリ波での広域スペクトルは複雑な形状をとる。これはアルベドの周波数依存性によるものであるが、逆に言えば、広域スペクトルを精度良く捉えることで、散乱放射の寄与とそこからダストサイズの推察を行うことができるようになる (Liu, 2019; Ueda et al., 2020)。図 5.13 は様々なダストサイズのモデルから期待される広域スペクトル形状を示したものである。一般に円盤中のダストサイズは数 100 μm から数 mm 前後に成長していると考えられているが、図 5.13 を見ると、そのようなダストのアルベドがおおよそ周波数 30 GHz–1000 GHz (波長 10 mm–300 μm) の範囲で大きく変化する様子が見てとれる。また、広域スペクトルの対局的な形状を描き出すには、この周波数の範囲で少なくとも3点以上の観測点が必要であることがわかる。実際には円盤ダストサイズは不明なため、それを制限する現実的な観測としては、この周波数範囲において5–6点以上のサンプリングを行うことが必要となるだろう。

散乱放射の寄与が大きい場合、それを考慮しない従来の円盤質量の見積もりは過小評価していたこととなる。広域スペクトルによりダストサイズ分布と散乱放射の寄与を正しく評価することで、円盤ダスト質量の正確な見積もりにも繋がる。図 5.14 は、実際の観測データで得られた広域スペクトル形状から、散乱放射の寄与とダストサイズの推定を行った例である。波長 3 mm から 450 μm にわたる5バンドの観測点を用いており、これにより広域スペクトルにおける1 mm 付近の詳細な形状を明らかにできている。この広域スペクトルの形状は、おおよそ 300 μm ほどまで成長した円盤ダストの散乱放射による寄与であると考えられ、これをもとに円盤質量を正確に見積もると、従来の見積もりより一桁以上大きな値とりうる事が分かる。円盤ダスト質量はその後形成されうる微惑星の臨界を決めるため、その正確な見積もりは極めて重要である。

上記のような観測では、いわゆる灰色放射 (Ggraybody) でよく近似できる放射からのズレに着目するため、各バンドでの高いフラックス決定精度が要求される。周波数領域やバンド数にも依存するが、各バンドにおいて5–10%程度のフラックス決定精度があると、2バンド間スペクトルのベキ指数で10–15%程度の精度が達成できる見込みであり、図 5.13 で見られるような広域スペクトルの周波数依存性を明らかにすることができる。

典型的な原始惑星系円盤の例として、TW Hya と同等の明るさを持つ円盤が近傍星形成領域 ($d \sim 150$ pc) に存在する場合、1.3 mm のフラックス密度としてはおおよそ 15 mJy ほどが期待される。連続波カメラで $3' \times 4'$ の領域をマッピングし、 10σ 水準での検出を目指す場合、1バンドのデータ取得に必要な時間はおよそ1時間となる。同

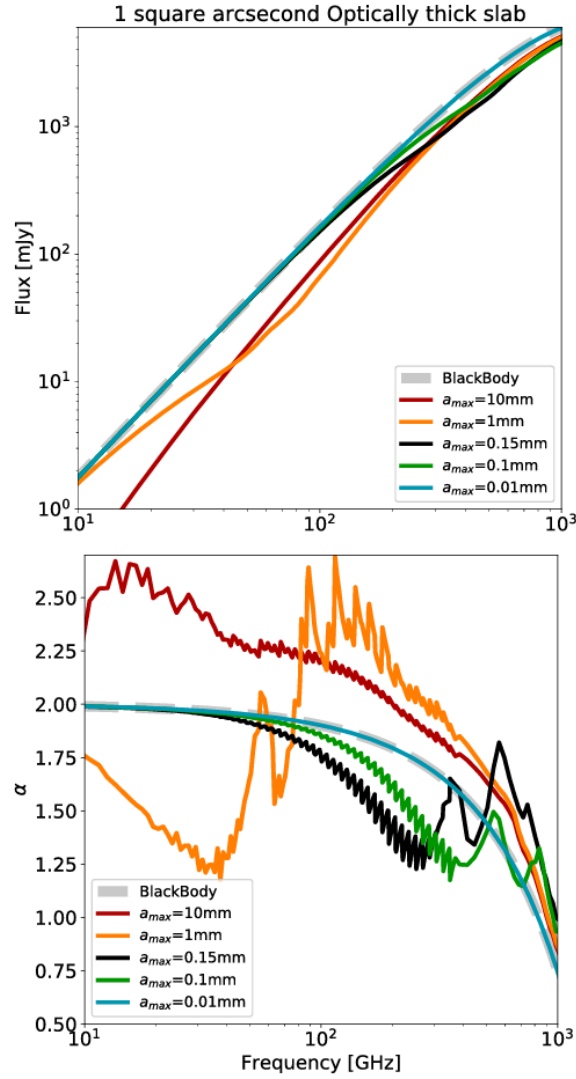


図 5.13: 光学的に厚い円盤で予想されるミリ波・サブミリ波 SED の最大ダストサイズ a_{\max} に対する依存性 (上) と, 対応するスペクトル指数分布 (下) (Liu, 2019, より). ©AAS. Reproduced with permission

様の観測を 5 バンド行おうとすれば, 1 天体あたり 5 時間の観測が必要となる. マルチバンド同時観測が可能であれば, さらに効率的にサンプルを増やすことができるだろう. また, LST の広い視野も観測の効率化に有益に働く期待があり, 多ビームによる大気ノイズ校正やスキャン手法の工夫を取り入れれば, より感度の高いデータ取得を目指すことも可能だろう.

5.3.5 大質量星形成

大質量星 ($> 8M_{\odot}$) は, 紫外線, 恒星風, 超新星爆発などによって, 銀河における星間物質の物理的・化学的進化を支配する重要な天体であるが, その形成過程はまだ十分に理解されていない. 赤外線暗黒雲 (Infrared Dark Cloud, 以下 IRDC) は, その名が示す通り中間赤外線でも見通せないほどの高密度なガス雲で, 低温の大質量コ

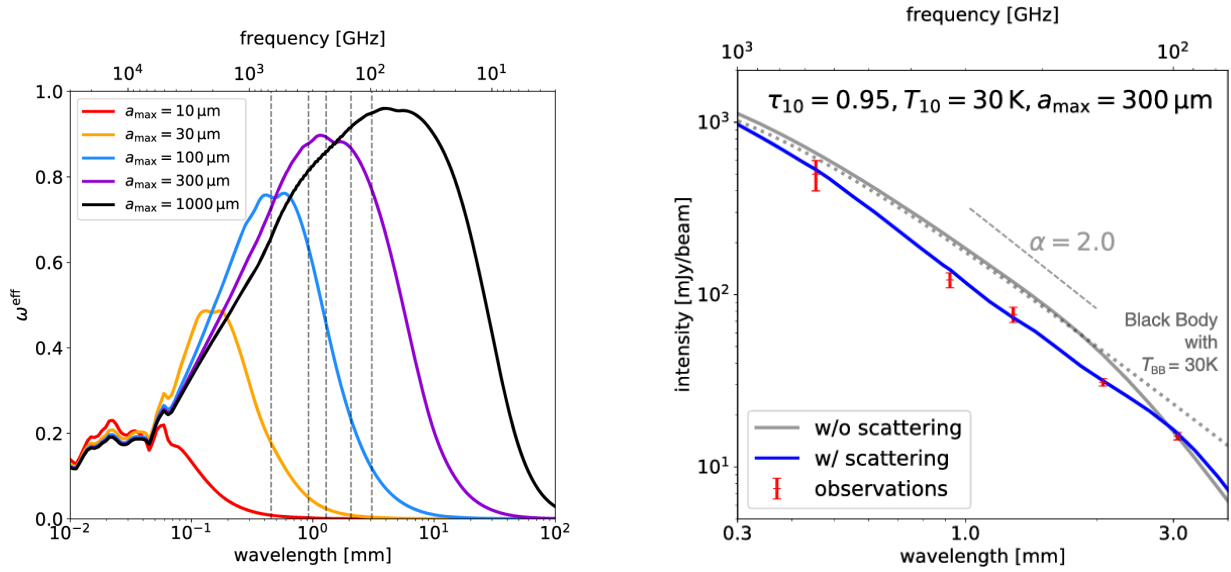


図 5.14: 左) 最大ダストサイズ a_{max} と有効散乱アルベド ω^{eff} の関係. 灰色点線は ALMA の Band 3, 4, 6, 7, 9 の周波数を示す. a_{max} が変わると ω^{eff} の周波数依存性が大きく変化している. 右) TWHya の円盤の SED(赤点) と, 放射輸送計算による再現結果(実線). ミリ波・サブミリ波散乱を考慮した場合は観測と合致する(赤色線). 散乱を考慮しない場合, 同じ 3mm 帯のフラックス密度(同じ円盤質量と同義)を再現しようとする, 他周波数でのフラックス密度を過大評価してしまう(灰色線)(どちらも Ueda et al., 2020, より). ©AAS. Reproduced with permission

ア/クランプが付随することから, 大質量星形成の初期段階を解明するための重要な現場と考えられている. 現在までに 1 万以上もの銀河系内 IRDC が同定されており (Pari & Hora, 2020), LST による IRDC サーベイにより大質量星形成の統計的性質が明らかになることが期待される.

LST の広視野と高分解能を駆使することで, 10 pc スケールの IRDC を一視野に捉えながら, ~ 0.1 pc スケールの小さな構造を一掃することが可能となる. IRDC 全域でのフィラメント構造, 分子アウトフロー, そして偏光構造の方向を比較することで, 分子雲形成から原始星円盤形成に渡る多重スケールにおける重力と磁場の影響を調べることができる (Zhang et al., 2014b; Kong et al., 2019, 図 5.15). このような無バイアスのアウトフロー探査は, 遠赤外線でも見つけられなかった非常に若い原始星を発見することにも役立ち (Tan et al., 2016), 大質量星形成の最初期段階を明らかにする鍵となるだろう.

LST の広い周波数カバーレンジは様々な分子輝線の同時マッピングを可能にし, 大質量コアやアウトフローの化学性質を包括的に理解する上で強力な手法となる. 特に DNC/HNC (i.e., 重元素濃縮度, Sakai et al., 2012b), $\text{N}_2\text{H}^+/\text{CCS}$ (Taniguchi et al., 2020) といった化学組成は, 大質量コアの年齢および進化段階を特定する上で重要な情報となる. CO によるアウトフローの統計的特性はこれまでも良く調べられているが (Maud et al., 2015), より多くの物理トレーサー (SiO による衝撃波, CCH による PDR 領域など) と組み合わせることで, 原始星アウトフローが周囲の星団形成ガスへどのようなフィードバックを及ぼしているかをより詳細に理解することができる.

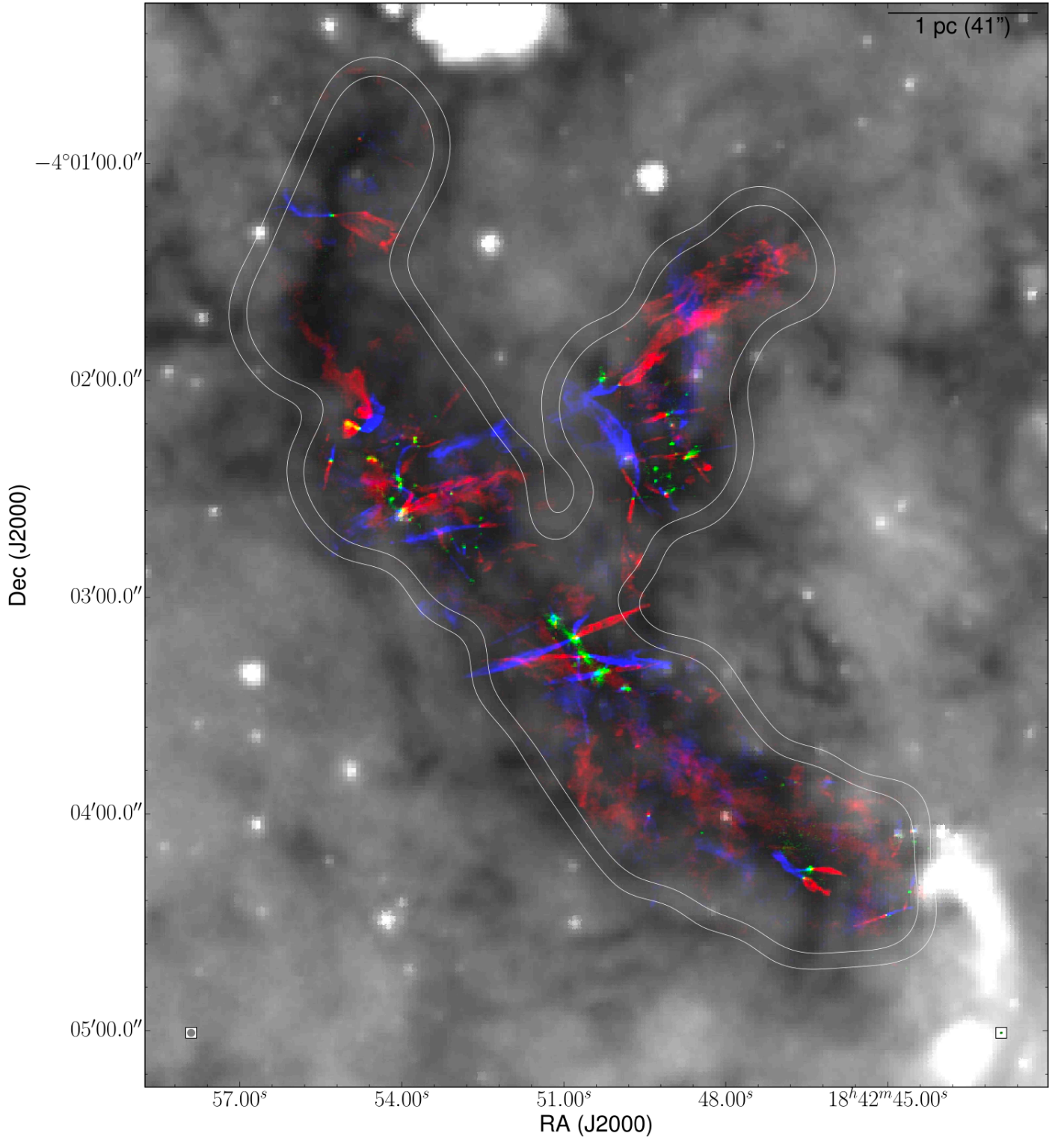


図 5.15: ALMA モザイク観測による赤外線暗黒雲 IRDC G28 と、それに付随する多数の原始星アウトフロー (灰色: Spitzer 8 μm イメージ, 緑: ALMA 1.3 mm 連続波, 赤/青: 赤方偏移/青方偏移した CO アウトフロー, [Kong et al., 2019](#), より). LST であれば複数の IRDC を同時に捉えながら, このような詳細構造まで空間分解することが可能となる. ©AAS. Reproduced with permission

さらに LST による IRDC 中の原始星モニタリングは、空間分解ができない小スケールにおける降着変動を統計的に制約する強力な手段となる。理論的観点からも高降着率、高連星率を伴う大質量星形成では、時間変動を伴う現象の研究が期待される (Meyer et al., 2017)。実際、いくつかの大質量原始星において、オリオン座 FU 型星と類似の降着バースト現象が近年報告されている (Caratti o Garatti et al., 2016; Hunter et al., 2017)。また、JCMT による小質量星形成領域モニタリングによって大きな成果が得られていること (Lee et al., 2021) は、より広視野・高感度である LST による IRDC モニタリングの重要性にとどまらず、タイムドメイン・サイエンスから他の研究に発展するポテンシャルを示したものだといえる。複数の連続波バンドや分子輝線を組み合わせることで、最内縁で起こる動力的現象の詳細を明らかにすることが可能となるかもしれない (Tanaka et al., 2017)。特に興味深い変動をみせる天体に対しては、ALMA 高分解能追観測を行い、ダスト温度構造やアウトフロー/ジェットの時空間変化を調べることもできるだろう (例えば Burns et al., 2020)。

5.4 星の進化の最終段階と星間物質

5.4.1 赤色超巨星の周囲の物質

大質量星は高い光度を持つことから表面での輻射圧が強く、進化の途中で多くの質量を失う。大質量星から放出される物質には星内部での元素合成によってできた元素やダストなどが含まれており、星間空間における物質循環に重要な役割を果たしている。また、大質量星の質量放出は、大質量星の爆発時の構造を決める大きな要素の 1 つである。このため、大質量星からの質量放出を理解することは超新星爆発機構や超新星の多様性を理解する上でも重要である。

大質量星の起こす質量放出の中でも、赤色超巨星の起こす質量放出は多くの謎に包まれている。赤色超巨星は大質量星の中でも特に高い質量放出率を持っていることが知られており (Smith, 2014)、超新星親星が進化の途中で最も質量を失う時期である。また、重力崩壊型超新星の約 6 割が赤色超巨星の状態で爆発しており (Shivvers et al., 2017)、超新星爆発時の一般的な星周環境を知る上でも赤色超巨星の質量放出の理解が必要となる。しかし、現在何が赤色超巨星の大きな質量放出を引き起こしているのか分かっていない (最近の理論モデルやその背景は Kee et al. 2021 を参照)。赤色超巨星の質量放出率機構の解明は、大質量星から星間空間への物質循環のより良い理解につながるだけでなく、超新星爆発や超新星爆発に至る恒星進化を解き明かす上でも大きな役割を果たす。

サブミリ波帯における赤色超巨星の観測により、質量放出機構がまさに駆動しはじめている光球直上の彩層での温度変化がとらえられる。図 5.16 に近傍の赤色超巨星アンタレスのサブミリ波帯での明るさと、明るさをもとに見積もられた彩層での温度変化を示した。LST で観測可能となるサブミリ波帯では、質量放出の要となる音波や磁力の散逸による彩層での温度上昇の様子を捉えることが可能となる。現在このような観測が行われている赤色超

巨星は、アンタレスとベテルギウスに限られる (O’Gorman et al., 2020). より多くの赤色超巨星に対してサブミリ帯での観測を効率よく行うことで、より多くの赤色超巨星で彩層での温度上昇の様子を捉えることが可能となり、赤色超巨星の彩層の様子を系統的に議論することが可能となる。例えば、広帯域多色連続波カメラで赤色超巨星の多く存在する天域をマッピング観測して、一気に赤色超巨星のサブミリ波帯でのデータを得るといった観測が考えられる。

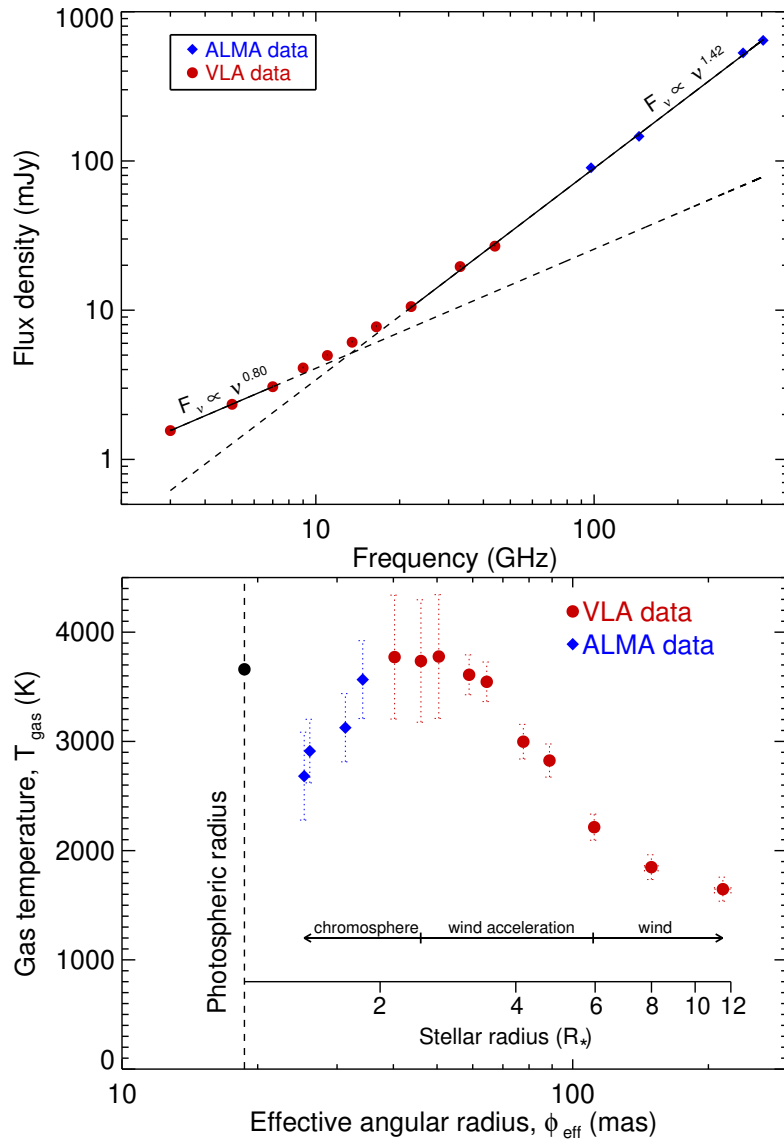


図 5.16: 赤色超巨星アンタレスの電波領域でのスペクトルエネルギー分布 (上) と、それをもとに推定されたガス温度分布 (下). O’Gorman et al. (2020) より抜粋. Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

5.4.2 超新星爆発におけるダストの形成と破壊

重力崩壊型超新星が星間ダストの主要な供給源であるかどうかは、宇宙における星間ダストの起源や進化を明らかにする上で重要な課題である。銀河内の星間ダスト進化モデルによれば、赤方偏移が 5 以上（宇宙年齢がおよそ 1 億年以内）の初期銀河のみならず銀河系の星間ダストの総量を説明するために、0.1 太陽質量以上ものダストが重力崩壊型超新星から供給される必要があることが示されている (Dwek & Scalo, 1980; Dwek et al., 2007)。ダスト形成の理論計算は、超新星爆発時に放出されたガス（イジェクタ）中において、爆発後 10 年以内に 0.1 – 1 太陽質量のダストが凝縮すると予測しているが (Nozawa et al., 2003b)、従来の中間赤外線による観測では、超新星でのダスト形成量はたかだか $10^{-4} - 10^{-3}$ 太陽質量と見積もられていた (Kotak et al., 2009)。それゆえ、重力崩壊型超新星でのダスト形成量については、理論研究と観測結果との間で数桁もの差があり長い間論争となっていた。

しかし、2010 年以降の *Herschel* や ALMA による遠赤外線からサブミリ波の観測によって、超新星イジェクタ中に大量の低温のダストが存在することが明らかとなった。図 5.17 で示されるように、SN 1987A をはじめとする 8 つの若い超新星残骸で、イジェクタ起源と考えられる 0.05 – 1 太陽質量のダストがこれまでに確認されている。また ALMA による SN 1987A の観測では、そのイジェクタ中に CO や SiO 分子が検出されており、分子輝線の詳細な解析によってそれらの 3 次元構造も明らかにされている (Abellán et al., 2017)。分子はダストの前駆物質であるため、種々の分子の存在量はダスト形成過程を本質的に理解するための重要な手がかりとなる。また分子の空間分布は、超新星イジェクタの元素組成分布を強く反映するため、超新星の元素合成や爆発機構を考察する上で極めて有用な情報を与える。それゆえ、ダストからの熱放射だけでなくサブミリ波帯の分子輝線を観測することによって、超新星の物理化学過程に関わる研究を広く展開することができる。

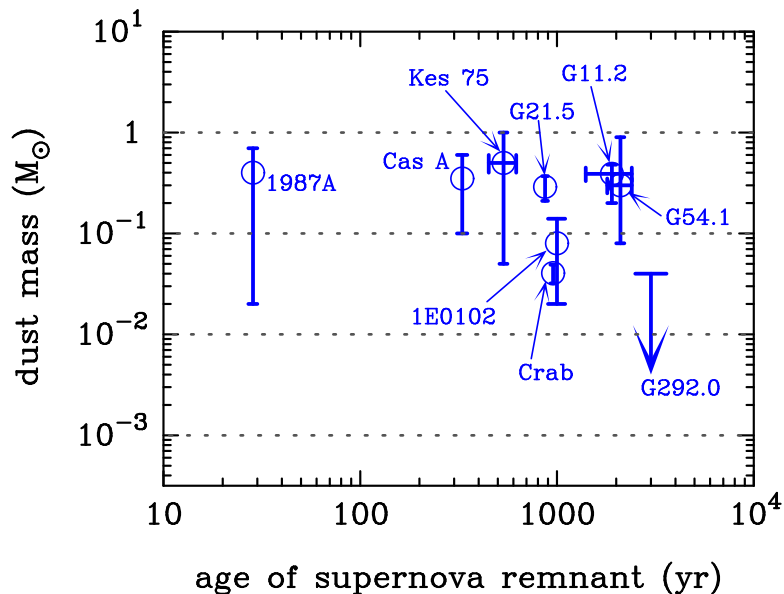


図 5.17: 超新星残骸の年齢に対する観測された低温ダストの質量。ここでの低温ダストは、重力崩壊型超新星の放出ガス（イジェクタ）中で形成されたものと考えられる。

表 5.3: 天の川銀河における南天の若い超新星残骸

	年齢 (年)
重力崩壊型	
G350.1-0.3	600 – 1200
G332.4-0.4 (RCW 103)	~ 2000
G292.0+1.8	~ 3000
G260.4-3.4 (Puppis A)	~ 3700
Ia 型	
G327.6+14.6 (SN 1006)	~ 1000
G315.4-23 (RCW 86)	~ 1800

上記の観測により、重力崩壊型超新星はダストと分子の製造工場であることが示されつつあるが、未だサンプル数が十分に多いとは言い難い。また、超新星が星間ダストの主要な供給源かどうかを結論づけるには、形成されたダストのどれほどの量が破壊されずに星間空間へ放出されるか、ということも明らかにする必要がある。ダストは、爆発後 10 年以内にイジェクタ中で形成されるが、数 100 年以降の超新星残骸の段階でイジェクタ内を伝搬する逆行衝撃波によって破壊される。理論計算によれば、形成されたダストの 80 – 90 % が破壊されるが (Nozawa et al., 2007), 逆行衝撃波によるダスト破壊量の導出を目的とした観測的研究はほとんど存在しない。

形成されたダストがどれほど、またどのように破壊されるのかを観測的に検証する方法の一つは、年齢が数千年以下の若い超新星残骸の低温ダスト量を測定し、図 5.17 のサンプル数を増やすことである。低温のダストは、逆行衝撃波によってまだ掃かれていないものであるため、低温ダストの減少量は逆行衝撃波により掃かれたダストの破壊量と密接な相関がある。そこで、LST によって若い超新星残骸を網羅的に観測し、超新星残骸の年齢の関数として低温のダスト量の時間進化を調べる研究が推進される。表 5.3 は、LST でターゲットとすべき南天の銀河系内の若い超新星残骸で、これらの見かけのサイズは典型的には $20' \times 20'$ である。また *Herschel* の観測結果を踏まえると、超新星残骸の低温ダストからの熱放射は、サブミリ波長域では 1 – 10 mJy で検出できると期待される。それゆえ、LST の広い視野と優れた感度により、超新星残骸中の低温ダスト量を高精度で求めることができる。さらには、LST によってサブミリ波帯の分子輝線を観測し分子の空間分布を導出することによって、超新星から超新星残骸までの物理化学進化や超新星の元素合成・爆発機構について重要な示唆を与えることができる。

最後に、超新星でのダスト形成の研究でもう一つ大きな問題となっているのが、Ia 型超新星でのダスト形成である。これまでの観測では、Ia 型超新星のイジェクタ中に分子も大量のダストの存在も確認されていない。例えば *Herschel* による Tycho や Kepler 超新星残骸の観測では、イジェクタ中で形成された低温ダストの量は 10^{-3} 太陽質量以下と導かれている (Gomez et al., 2012)。そこで、重力崩壊型の超新星残骸に加えて、Ia 型の超新星残骸である SN 1006 や RCW 86 などを LST で観測し (表 5.3)、CO, SiO 分子の輝線放射とダスト熱放射を測定することによって、Ia 型超新星におけるダストと分子の形成量・形成過程に深い洞察を得ることができる。

5.4.3 超新星爆発と星間物質の相互作用

超新星残骸は、超音速の衝撃波層の形成や、重元素の供給、宇宙線加速を伴って、星間空間へ多大な影響を与える。したがって、超新星残骸における種々の物理過程を紐解くことは、銀河の物質循環や、銀河進化そのものを理解するうえで極めて本質的である。本節では、超新星残骸と星間物質の相互作用に焦点を当てて、従来の研究の問題点や到達点を概観し、LST を用いた研究展望の一例を紹介する。なお、超新星残骸における宇宙線陽子の加速については、次節 5.5.1 で別に取り上げることとする。

非一様星間媒質中での超新星爆発

超新星残骸の進化を記述する古典的な球対称衝撃波モデルは、そのほとんどが、超新星爆発が一様な媒質中で起こることを前提としてきた (例えば Sedov, 1959)。しかしながら、実際の星間媒質は、高度に非一様な密度分布を持つ。重力崩壊型の超新星爆発の場合、その母天体である大質量星からの強力な恒星風は、周辺の希薄な H I ガスを一掃し、恒星風バブルを形成する (図 5.18)。このとき、バブル内の平均密度は 0.01 cm^{-3} 程度である (例えば Weaver et al., 1977)。掃き集められたガスは球殻状に分布し、数 km s^{-1} ほどで膨張する (例えば Yamamoto et al., 2006b)。一方で、CO 輝線などで観測される分子雲は、高密度 (10^3 cm^{-3} 以上) であるがゆえに恒星風による侵食から生き延びる。結果として、超新星爆発前の星間環境として、概ね 5 桁程度の密度差を持つ、非一様な星間媒質が形成される。

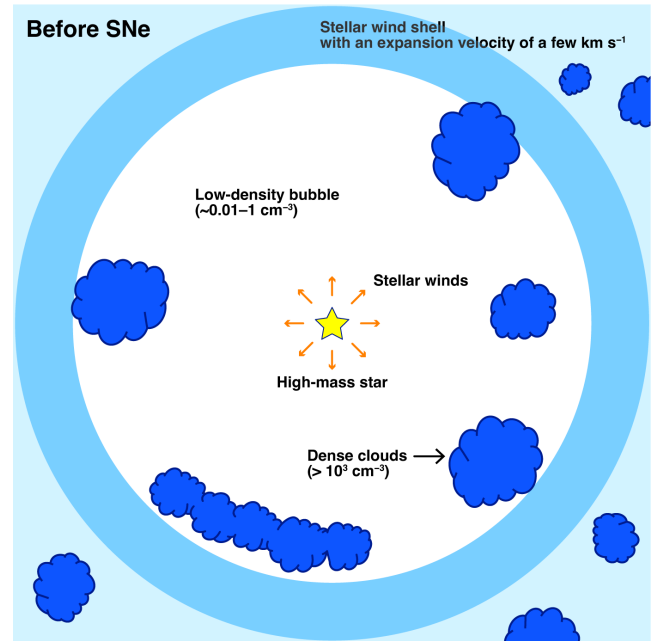


図 5.18: 超新星爆発前の星間環境の模式図。

この中で超新星爆発が起こると、古典的な 1 次元球対称衝撃波モデルでは起こり得なかった種々の物理過程が生じる。図 5.19 にその一例を示した。例えば衝撃波と高密度星間雲の相互作用は、その表層のごく一部のみを加熱・加速させる (例えば Wootten, 1977; Denoyer, 1979; Seta et al., 1998)。最近では、衝撃波と低温分子雲の相互作用が、熱的 X 線プラズマの発生に密接に関わっていることが明らかになってきた (例えば Sano et al., 2017, 2019a, 2021b; Okon et al., 2021; Tanaka et al., 2022)。いずれの場合も、星間雲と雲間領域の密度差が大きい場合には、従来議論されてきたような、衝撃波による分子雲全体の即時の破壊・蒸発は起こり得ないことに注意されたい¹⁰。

¹⁰密度 n の分子雲方向での衝撃波速度 V_{cloud} は、恒星風バブル内部の雲間密度 n_0 とすると、 $V_{\text{cloud}} = V_0 / \sqrt{(n/n_0)}$ で表せる (cf. Sano et al., 2010)。ここで V_0 は、分子雲に衝突する前の衝撃波速度である。 $n/n_0 = 10^5$ 、 $V_0 = 3000 \text{ km s}^{-1}$ とすると $V_{\text{cloud}} \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ が得られ、衝撃波が直径 3 pc の分子雲を横断する時間は 2×10^5 年程度と概算できる。したがって、分子雲方向で衝撃波速度は急激に減速され、分子雲の横断時間は、超新星残骸の年齢と比べて十分に長くなる。このことは、衝撃波加速による CO 輝線ほかの line-broadening が、年齢数万年かそれより年老いたの超新星残骸でしか見られないこととも無矛盾である (例えば Seta et al., 1998)。

Physical processes in a supernova remnant

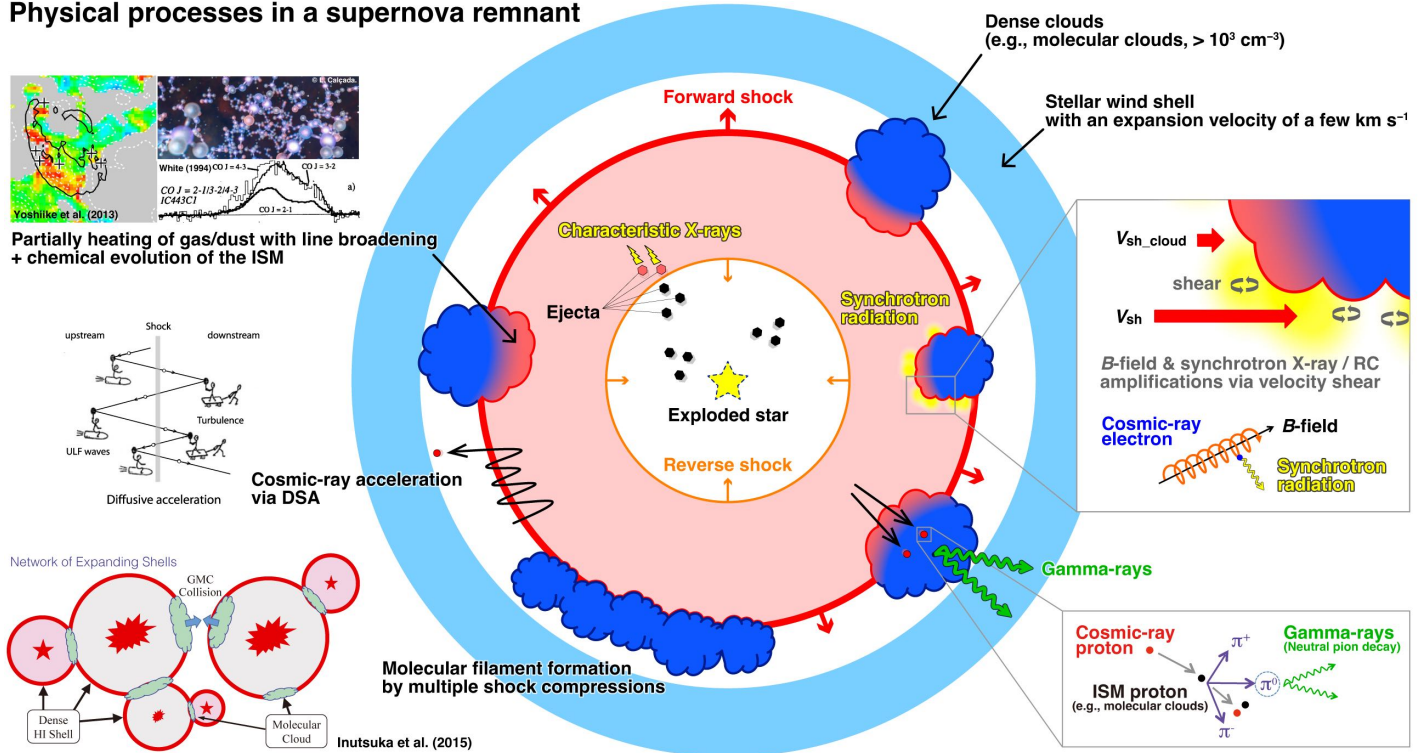


図 5.19: 非一様星間媒質中における超新星残骸の物理過程の模式図。

理論サイドからは、衝撃波と粒状星間雲との相互作用による乱流磁場の増幅が示唆され、非一様媒質の重要性がいち早く論じられた (例えば Inoue et al., 2009, 2012; Celli et al., 2019). 観測的には、星間雲周辺におけるシンクロトロン放射の増光や (例えば Sano et al., 2010, 2013, 2020; Yamane et al., 2018), 被加速宇宙線電子の最大エネルギーの上昇として捉えられている (例えば Sano et al., 2015; Okuno et al., 2018; Tanaka et al., 2020b). 他にも、超新星残骸衝撃波に類する多重衝撃波圧縮によるフィラメント状分子雲の形成理論や (Inutsuka et al., 2015b), 被加速宇宙線陽子と星間陽子の相互作用によるガンマ線の発生 (詳しくは 5.5.1 節参照), 球殻状膨張ガス雲の特定による Ia 型超新星の爆発機構の探究 (例えば Sano et al., 2018, 2022; Fukushima et al., 2020b) など、超新星残骸と相互作用する星間雲の重要性は高まるばかりである。超新星残骸に付随する星間雲を特定することで、星形成や星間化学から、高エネルギー物理学に至るまで、多様な「星間現象」をよりよく理解することができる、といっても過言ではないだろう。ここでは、ミリ波・サブミリ波帯において高視野かつ数秒角の高い分解能を達成できる LST によって深化が期待できる複数の研究課題のうち、2 点について紹介する。

多重衝撃波圧縮によるフィラメント状分子雲の形成

Herschel 宇宙望遠鏡による太陽系近傍分子雲のダスト連続波広域観測は、分子雲にフィラメント状構造が普遍的に存在し、それらの物理量が星形成と密接に関わっていることを明らかにした (例えば André et al., 2014). 一方

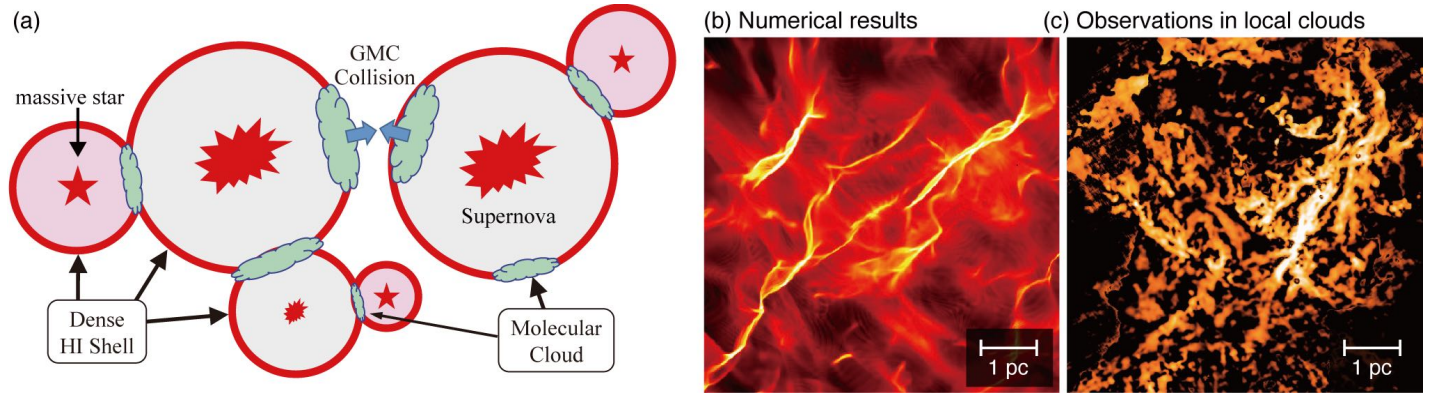


図 5.20: (a) 多重衝撃波圧縮によるフィラメント状分子雲形成モデルの模式図 (Inutsuka et al., 2015b). (b–c) フィラメント状分子雲の (b) 磁気流体力学数値計算結果 (Inoue & Fukui, 2013) と (c) Herschel ダスト連続波の観測結果 (André et al., 2010). (b) と (c) の空間スケールは揃えてある. Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

で、フィラメント状分子雲そのものの形成機構については、多くの理論モデルが検討されたものの、未だ確固たる結論が出ていないことは、5.2.4 節で述べた通りである。ここでは、フィラメント状分子雲の形成機構として注目を集めている「多重衝撃波圧縮による連鎖的分子雲形成モデル (Inutsuka et al., 2015b, 図 5.20) に着目し、超新星残骸と星間雲の相互作用という視点から、電波干渉計や LST を用いた観測的検証を提案する。

犬塚らによる多重衝撃波圧縮による連鎖的分子雲形成モデルのエッセンスは、数 10 km s^{-1} まで減速された超新星残骸衝撃波や、HII 領域が作る膨張シェルによる「効率的なガス圧縮」にある。実際、磁気流体計算では、観測で見られるフィラメント幅 0.1 pc かそれ以下の分子雲を形成することができている (例えば Inoue & Fukui, 2013). このモデルが正しいとすれば、Herschel で見られた近傍分子雲のフィラメント状分布も、過去に同様の多重衝撃波圧縮を受けて形成されたと考えるのが自然であろう。しかしながら、おうし座分子雲の星形成フィラメントを除くと、そのような衝撃波圧縮の履歴を遡ることは容易ではない (例えば Arzoumanian et al., 2018; Shimajiri et al., 2019b).

この問題を解決するには、今まさに衝撃波に曝されている形成途中のフィラメント状分子雲を観測することが有効とみられる。超新星残骸 W28 は、その点で最適な実験場を提供する (図 5.21). W28 は年齢 33,000–42,000 年の中年の超新星残骸であり (Kaspi et al., 1993; Velázquez et al., 2002; Li & Chen, 2010), 80 km s^{-1} まで減速された衝撃波が確認されている (例えば Rho & Borkowski, 2002). 距離・年齢ともに非常に近い別の超新星残骸 G6.5–0.4 と接しており、そこには JCMT 電波望遠鏡で捉えられたフィラメント状分子雲が付随している (Arikawa et al., 1999). 従って、これら分子雲を十分な空間分解能 $\sim 0.05 \text{ pc}$ (W28 の距離 1.9 kpc で 5 秒角に対応) で解像できれば、フィラメント幅、線質量、速度勾配などの物理量が定量でき、理論計算との比較を通して、フィラメント状分子雲の形成初期段階を調べるのが可能となる。現時点では、ALMA ACA (7-m 干渉計と TP の組み合わせ

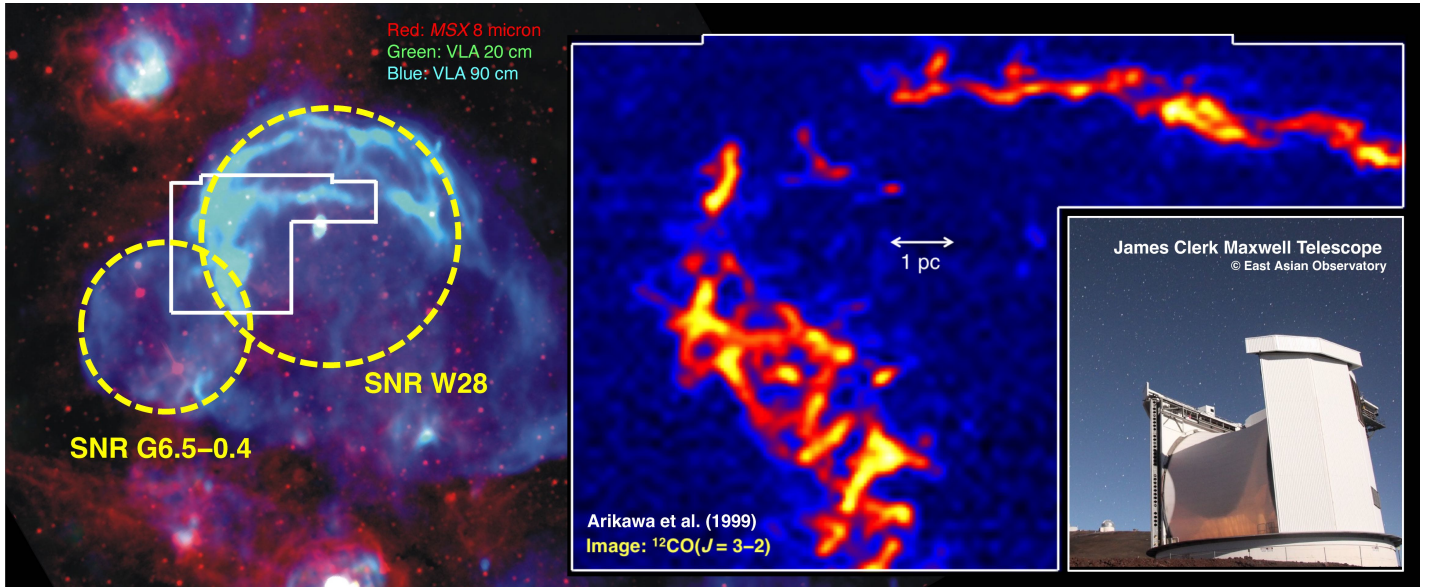


図 5.21: (左) 超新星残骸 W28 方向の 3 色合成図 (赤: MSX 8 μm , 緑: VLA 20 cm 連続波, 青: VLA 90 cm 連続波) に, W28 および G6.5-0.4 のシェル境界面を黄色点線で記載した. 白枠は, JCMT による $^{12}\text{CO}(J=3-2)$ 輝線の表示範囲を示す. (右) JCMT による $^{12}\text{CO}(J=3-2)$ 輝線の積分強度図 (Arikawa et al., 1999).

せ) を用いることが唯一の解であり, すでに約 2000 視野の観測が実施されている (#2019.1.01400.S). 一方で, 多素子ヘテロダイン受信機を搭載した LST が実現すれば, 観測の大幅な効率化が望めるだろう. また, このような超新星残骸同士, または超新星残骸と HII 領域の境界面にフィラメント状分子雲が位置するケースは, IC 443 や W44 などに代表される複数の天体ですでに確認されているため, LST が研究対象の拡充および普遍性の探究に役立つことは明白である.

低温星間雲との熱伝導による再結合優勢プラズマの発生

一般的な超新星残骸の進化の若い段階 (年齢 $\sim 1,000$ 年) では, イオンから電子が剥ぎ取られていく電離過程が, 自由電子がイオンに束縛される再結合過程よりも優勢である. 爆発後 20,000–30,000 年経つと, 超新星残骸プラズマは電離過程と再結合過程が釣り合った電離平衡の状態に落ち着く. しかし近年, 再結合過程が優勢にあるプラズマ (再結合優勢プラズマ) が, 約 20 個の超新星残骸から検出された (Yamaguchi, 2020, and references therein). これは, 従来考えられてきた超新星残骸におけるプラズマの進化の描像から逸脱しており, 星間物質の熱史を揺るがす発見として注目されている.

超新星残骸からの再結合優勢プラズマの検出は何を意味するのか. そのひとつのアイデアが, 星間媒質の非一様性を考慮することにある. 具体的には, 爆発後初期に高密度星周物質を抜けた際の断熱膨張 (断熱膨張説, Itoh & Masai, 1989) か, 低温星間雲とプラズマの熱伝導 (熱伝導説, Kawasaki et al., 2002) の 2 案が提案されている. どちらもプラズマの電子温度を低下させることで, 再結合過程が優勢となる環境を作り出すことができる. もし熱伝

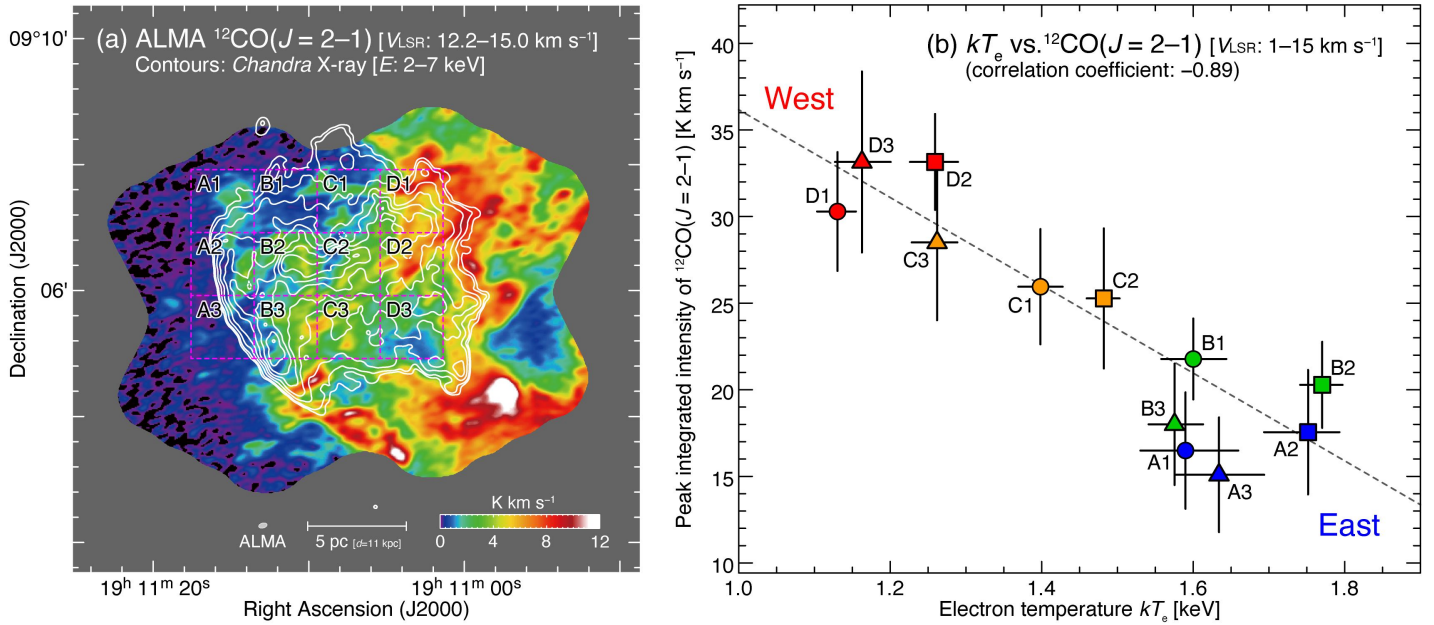


図 5.22: (左) 超新星残骸 W49B の ALMA ACA $^{12}\text{CO}(J=2-1)$ の積分強度図に, Chandra X 線のコンタを重ねた. 分子雲の濃い超新星残骸西側のシェルは, 分子雲に沿って変形が見られるが, ガスが希薄な東側では, X 線シェルは滑らかに弧状に分布していることがわかる. (右) 再結合優勢プラズマの電子温度と CO 積分強度の相関プロット. データ点は左図の A1–D3 までのボックス領域から抽出したデータに対応する. 電子温度とガス量の間には負の相関関係が見て取れる (Sano et al., 2021b).

導が効いているとすれば, 分子雲のような低温星間雲が多く存在する領域では, 再結合優勢プラズマの電子温度がより低下していることが期待できる. 典型的な再結合優勢プラズマで明るい超新星残骸 W49B では, この傾向がすでに観測的にみられている (図 5.22, Sano et al., 2021b). 具体的には, ALMA ACA により特定された付随分子雲の柱密度と, NuSTAR 硬 X 線天文衛星による再結合優勢プラズマの電子温度が負の相関を示した. 一方で, 付随分子雲質量が極わずかである超新星残骸 G346.6–0.2 ではこの関係は見えなかった (Sano et al., 2021a). いずれの場合も, 星間媒質の非一様度や, 付随する低温分子雲の絶対量が, 超新星残骸のプラズマ進化過程ひいては銀河の熱史にも影響を与えていることが明らかになった. ミリ波・サブミリ波帯において高視野かつ数秒角の高い分解能を達成できる LST を用いることで, ALMA と遜色ない質のデータを効率よく得られるほか, CO の多輝線観測および non-LTE 解析によって分子雲の温度・密度を精密定量することで, プラズマとの熱伝導による温度上昇も捉えられるかもしれない.

5.5 高エネルギー現象と星間物質

5.5.1 超新星残骸における宇宙線加速

宇宙線は陽子を主成分とする相対論的荷電粒子であり、星間物質の化学進化に本質的な影響を与える。そのため、宇宙線の起源やその総量を探ることは、銀河の物質循環や進化を考えるうえで重要である。銀河系内では、超新星残骸の衝撃波が ~ 3 PeV (*knee* エネルギー) までの宇宙線加速現場として最有望視され、拡散衝撃波統計加速理論が広く受け入れられている (例えば [Bell, 1978](#); [Blandford & Ostriker, 1978](#))。観測面では、X 線およびガンマ線撮像技術の躍進により、宇宙線陽子または電子起源とみられる非熱的放射のシェル状分布が捉えられつつある (例えば [Koyama et al., 1995](#); [Aharonian et al., 2004, 2006, 2007](#); [Giuliani et al., 2011](#); [Ackermann et al., 2013](#); [H. E. S. S. Collaboration et al., 2018](#))。当該分野における目下最大の課題は、(1) 超新星残骸における *knee* エネルギーに近い宇宙線陽子の発生を観測的に立証することと、(2) 被加速宇宙線陽子のエネルギーを定量することにある。本節では、(1) および (2) の課題解決のために、超新星残骸に付随する星間雲の特定・精密定量が本質的であることを研究の歴史的背景とともに論じた上で、宇宙線研究に対する LST の役割や期待について記載する。

宇宙線の起源を探る: TeV ガンマ線と星間陽子の空間一致

銀河宇宙線¹¹は光速に近い速さの荷電粒子であるから、星間磁場によって容易に進行方向を曲げられ、直接観測ではその加速源を特定できない。そのため、宇宙線が周囲の星間物質と相互作用して放射する非熱的放射を観測することで、宇宙線の起源とその加速機構を探る研究が進められてきた。古くは、日本のあすか天文衛星による、超新星残骸 SN1006 からのシンクロトロン X 線の検出により、数十 TeV の宇宙線電子の加速が明らかになった ([Koyama et al., 1995](#))。一方で、電子は宇宙線の微量成分であるため、宇宙線の超新星残骸起源説を立証するには、その主成分である陽子の加速を捉える必要がある。

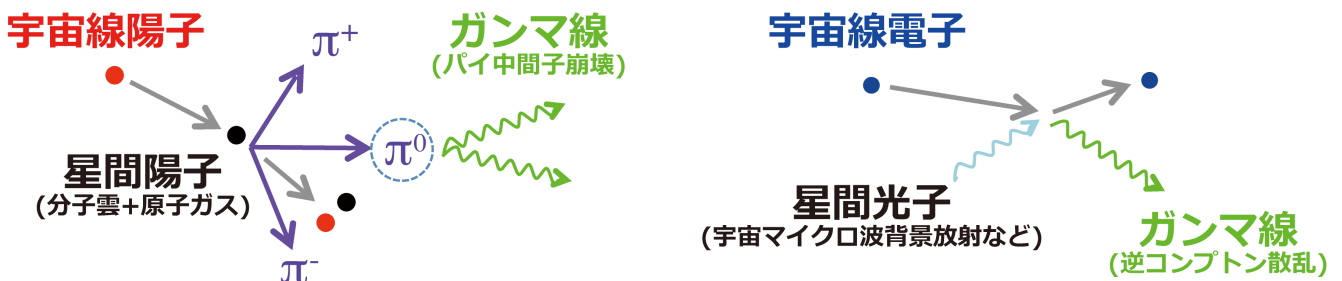


図 5.23: 若い超新星残骸からのガンマ線放射機構の模式図。

¹¹ 広義の宇宙線にはニュートリノやミュオン、中性子なども含まれるが、ここでは相対論的運動をする電荷を持った一次宇宙線のみを対象とする。その主成分は陽子であり、10%程度のヘリウム原子核と、1%かそれ以下の電子およびその他の原子核から構成される。

鍵を握るのは、超新星残骸からのガンマ線放射だ。宇宙線陽子そのものは電磁波を出さないが、星間ガス中の陽子と相互作用（陽子-陽子反応）してパイ中間子を生成、これが崩壊することでガンマ線光子 2 個を放出する。一方、宇宙線電子も、宇宙マイクロ波背景放射の光子をエネルギー的に叩き上げることでガンマ線を放射する (図 5.23)。超新星残骸からの陽子起源ガンマ線を捉えられれば、宇宙線加速源を特定したことになる。そのため、ガンマ線のスペクトルエネルギー分布と粒子加速モデルの比較が盛んに行われた。GeV ガンマ線帯域では、陽子-陽子反応に特徴的なスペクトルの折れ曲がりが見つかり、少なくとも 10 GeV 程度の陽子が超新星残骸で加速されていることは分かった (例えば [Giuliani et al., 2011](#); [Ackermann et al., 2013](#))。一方で、銀河宇宙線の最高エネルギーに対応する TeV ガンマ線については、スペクトルから陽子・電子起源を切り分けることはできず、議論が続いていた (例えば [Tanaka et al., 2008](#); [H. E. S. S. Collaboration et al., 2018](#))。

名古屋大学の福井らは、陽子起源ガンマ線流束が、陽子-陽子反応の標的となる星間ガスの密度に比例することに着目し、ガンマ線と星間ガスの空間一致こそが陽子加速の証拠になると考えた。福井らは、TeV ガンマ線で明るい超新星残骸 RX J1713.7-3946 に付随する全星間ガス（分子雲・原子ガス）を定量し、ガンマ線との好対応を示した (図 5.24a, [Fukui et al., 2012](#))。これは、陽子起源ガンマ線の必要条件であり、100 TeV に近い陽子加速の世界初の観測例となった。その後も、性質の似た超新星残骸 Vela Jr., HESS J1731-347, RCW 86 についても同手法を適用し、同様の結果を得た (図 5.24b-5.24d, [Fukuda et al., 2014](#); [Fukui et al., 2017b](#); [Sano et al., 2019b](#))。最近では、ガンマ線が陽子起源と電子起源の和、すなわち星間ガス分布とシンクロトロン X 線それぞれの線型結合で表現できることを見出し、画像解析による陽子・電子起源ガンマ線の定量分離を世界で初めて示した ([Fukui et al., 2021c](#))。

これら革新的研究の肝は、超新星残骸に付随する星間雲を、いかに精密に特定・定量するかにある。紙面の都合上ここでは詳細に立ち入らないが、付随星間雲の特定には、十分な角度分解能を持つ良質な CO/HI データが必要であることは言うまでもないだろう。特に、超新星残骸シェルとの空間分布比較による、付随星間雲の速度範囲の決定においては、角度分解能の低いガンマ線画像の代わりに、チャンドラ天文衛星による 0.5 秒角 (FWHM で 1.2 秒角程度) の高統計 X 線画像が用いられることから、CO 輝線データの角度分解能はいよいよ重要になる (詳しくは総説論文 [Sano & Fukui, 2021](#), を参照されたい)。5.4.3 節で述べた通り、若い超新星残骸の場合は、衝撃波に付随する星間雲の大部分は加速・加熱されないで、その表面薄皮一枚を空間分解するだけの感度・角度分解能が必須である。いずれの場合も、南半球には約 1 秒角の分解能を達成できる単一鏡は存在せず、LST が当該研究の推進にブレイクスルーをもたらすことは明白である。

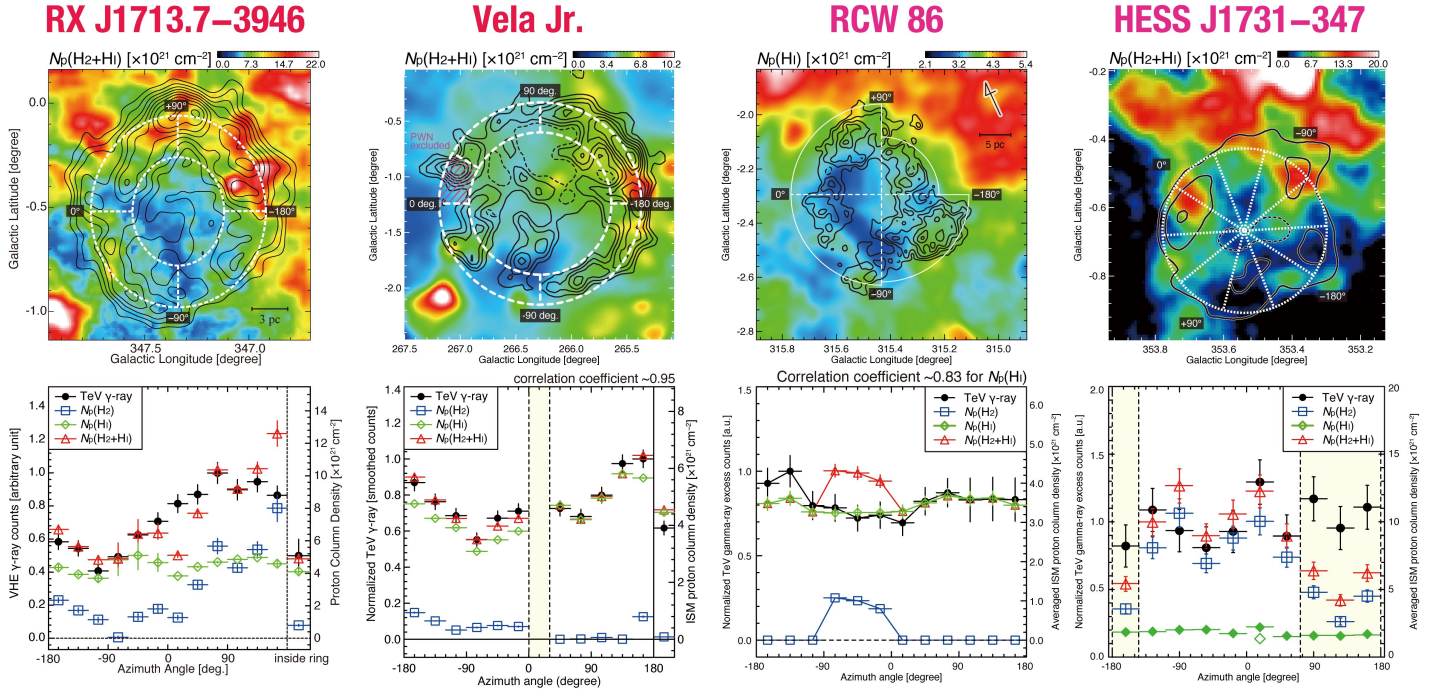


図 5.24: 4つの TeV ガンマ線超新星残骸 RX J1713.7-3946, Vela Jr., RCW 86, HESS J1731-347 の付随星間雲とガンマ線の比較結果。上段は、各超新星残骸の星間陽子柱密度分布の画像に、TeV ガンマ線をコントアで重ねた。下段は、TeV ガンマ線と星間陽子柱密度 ($N_p(\text{H}_2)$): 分子成分, $N_p(\text{H})$: 原子成分, $N_p(\text{H}_2 + \text{H})$: 全星間陽子) の強度や量を、上段リング内のデータ点について、方位角分布を比較したプロット (Fukui et al., 2012; Fukuda et al., 2014; Fukui et al., 2017b; Sano et al., 2019b). ©AAS. Reproduced with permission

被加速宇宙線陽子エネルギーの時間発展

理論的な宇宙線の注入率¹²と、超新星爆発で解放される運動エネルギーを考慮すると、被加速宇宙線陽子の全エネルギー W_p は、超新星爆発 1 個あたり $\sim 10^{50}$ erg となるのが通説である。 W_p は陽子起源ガンマ線の光度と付随ガス密度の逆数に比例するため、それぞれの超新星残骸における W_p 値を観測的に制限することができる。しかし従来の研究では、超新星残骸に付随する星間雲の密度として、そのバルクな質量を占める中性ガス (分子雲・原子ガス) ではなく、X 線や可視・赤外線観測から求められた電離ガス密度が用いられてきた点で大きな問題があった (例えば Ackermann et al., 2013)。また、CO/HI 電波輝線観測で付随ガス密度が定量されていたとしても、その導出方法は一様でなく、 W_p 値には大きな不定性があった。

最近になって、CO/HI データを用いた統一的手法で、13 個のガンマ線超新星残骸に付随する星間雲の数密度が再定量され、最も信頼のおける W_p 値が公表された (Sano et al., 2021b,a, 2022)。その結果、著者らは、超新星残骸の年齢と W_p の間の密接な関係を見出した。具体的には、6000 年以下の若い超新星残骸では両者の間に正の相関が見られるが、8000 年以上の年老いた天体では、 W_p が年齢の増加とともに着実に減少している (図 5.25)。

¹²地球近傍で計測された宇宙線のエネルギー密度 1.39 eV cm^{-3} (cf. Draine, 2011) が、銀河全体に渡って一様であるという仮定に基づいている。

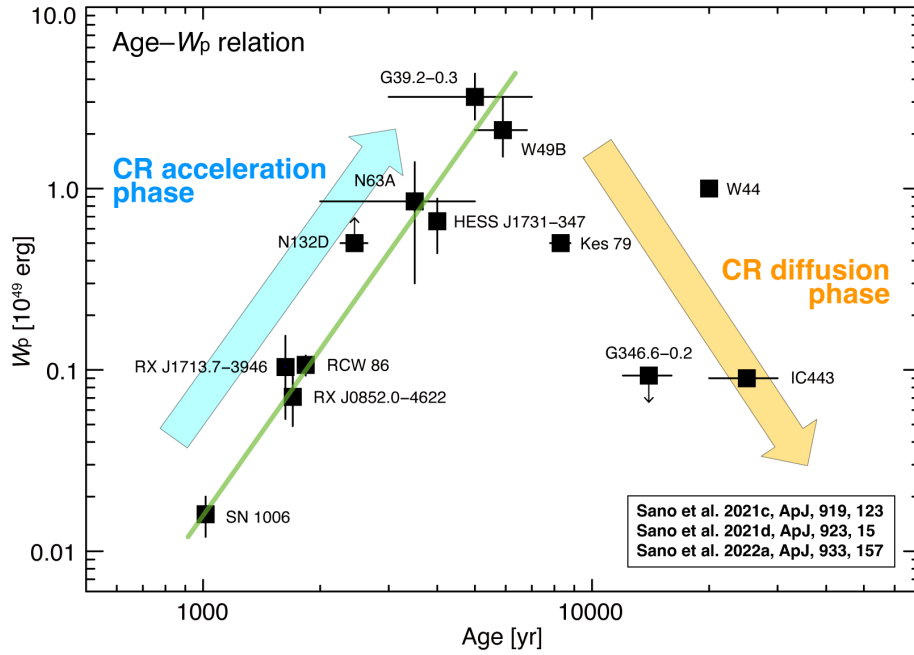


図 5.25: 13 個のガンマ線超新星残骸における年齢と W_p の関係 (Sano et al., 2021b,a, 2022). 緑の線は、年齢 6000 年以下の超新星残骸における最小二乗法フィットの結果を示す。年齢 6000 年以下の超新星残骸は、年齢が進むにつれて被加速陽子エネルギーが上昇するフェイズにあり、年齢 10000 年以上の超新星残骸では、宇宙線の拡散・エスケープにより W_p 値が減少する傾向がみて取れる。©AAS. Reproduced with permission

前者は宇宙線の加速時間で制限されており (例えば Ohira et al., 2010), 後者はエネルギーに依存した宇宙線の拡散・逃走を記述した理論モデル (例えば Aharonian & Atoyan, 1996; Gabici & Aharonian, 2007) で説明でき、銀河の宇宙線生成率に強い観測的制約を与える可能性がある。しかし、観測されたサンプルは太陽系近傍おおむね 3 kpc 以内の超新星残骸に限られており、銀河系全体に渡ってこのような傾向が普遍的にみられるかは不明である。また、マゼラン雲のような低金属環境にある超新星残骸に対しても、この超新星残骸の年齢と W_p の関係が成り立つかはよくわかっていない。

LST が稼働すると、これら遠方のガンマ線超新星残骸に付随する分子雲を十分な角度分解能 (概ね数秒角) で観測することができるため、サンプル数の飛躍的向上が期待でき、結果として銀河全体に渡って被加速宇宙線のエネルギーを定量することができるようになるだろう。もし、銀河内全域に渡って超新星残骸の年齢と W_p の関係 (図 5.25) が成り立つとすると、1 個の超新星残骸で加速された宇宙線陽子の全エネルギーはその時間積分として $\text{several} \times 10^{49}$ erg と導けるだろう。これは、太陽系近傍の宇宙線エネルギー密度が、銀河系内のあらゆる領域において普遍的であることを意味する。今後、チェレンコフ・テレスコープ・アレイ (CTA: Cherenkov Telescope Array) が本格稼働を開始すれば、銀河系外縁部およびマゼラン雲全体について、十分な感度のガンマ線観測が可能になる。来る CTA 時代に備えて、超新星残骸に付随する星間雲をあらかじめ特定しておくことは意味があるだろう。いずれの場合も、銀河系内の宇宙線密度や供給量を測ることは、星間化学や銀河の物質循環を理解する上で

本質的であるため、当該研究の波及効果は非常に大きいことも申し添えておく。

5.5.2 星形成過程と高エネルギー現象

原始星の誕生は低温な水素分子ガスの重力崩壊で開始するため、しばしば X 線や宇宙線の生成を伴う高エネルギー現象とは無縁だと考えられがちである。しかし以前から、X 線観測により原始星が強い X 線源であることは知られており、星形成領域内における主要な MeV-GeV 程度の高エネルギー宇宙線源となる可能性も指摘されている。この節では、若い原始星が生じる高エネルギー現象とその重要性、そして観測的特徴について概観し、LST によって進展が期待される点について述べる。

星形成領域の高エネルギー現象は、低温度分子ガスの電離度や化学反応を通じてシステム進化に影響を及ぼす。ガスの電離度はガスと磁場のカップリング度合いを決めて角運動量交換過程に影響を及ぼす重要なパラメータであり、X 線や宇宙線の影響を受けてその値が決まる。さらに、X 線はダストの合体成長や分子雲コア内のガスの冷却に重要な水分子を破壊することが理論から言われており (Stäuber et al., 2005; Notsu et al., 2021a), 水分子が分子雲コア中で実際に少ないという観測の理由を説明する (Persson et al., 2016; Harsono et al., 2020). 水分子が破壊されるとスノーライン周りの観測的特徴も変わるため、X 線の影響を把握することは惑星形成の初期条件の理解にも重要である (Notsu et al., 2021a). また、宇宙線照射で生成される短寿命放射性核種の起源を探ることで、惑星の材料の起源に迫ることができる。 ^{26}Al や ^{10}Be といった短寿命放射性核種は、太陽系で誕生した最初の固体物質の一つと考えられている Calcium-aluminium-rich inclusion (CAI) に広く含まれていることが知られている (例えば Fukuda et al., 2021; Desch et al., 2022). 短寿命放射性核種のソースには近くの超新星爆発によって注入される外的要因に加え (e.g. Fujimoto et al., 2020), 原始星由来の放射線が原始太陽系のガスに照射して生成するという内的要因の両方が考えられている (e.g. Jacquet, 2019). 惑星の材料の起源を理解する上でも原始星の磁気活動史を明らかにする必要がある。

X 線や宇宙線の生成機構として有力なものに、原始星が起こす巨大爆発の原始星フレアがある。この節では主に原始星フレアに焦点を当てるが、宇宙線生成に関わるものとして他にも降着衝撃波 (e.g. Padovani et al., 2015; Gaches et al., 2020) や原始星ジェットが作る衝撃波 (e.g. Padovani et al., 2021) も議論されていることを述べておく。過去の X 線サーベイ観測からおよそ半分以上の原始星は X 線源であると言われている (Imanishi et al., 2001; Getman et al., 2007; Prisinzano et al., 2008; Pillitteri et al., 2010). 原始星から検出される X 線は、その強さから考慮して基本的にフレア由来である。特筆すべきはそのエネルギー規模であり、X 線だけから見積もられたエネルギーが最大級の太陽フレアの全エネルギーの 100-1 万倍にも及ぶ (Koyama et al., 1996; Imanishi et al., 2001; Tsuboi et al., 2001; Grosso et al., 2020). X 線が未検出の天体は、まだダイナモが開始していないか磁気活動度が低い時期にあったために X 線強度が弱かった可能性がまず考えられる。しかし単に視線方向に円盤ガスのような濃

いガスがいるため観測できなかっただけという可能性も高く (Sekimoto et al., 1997), この点を考慮するとより多くの原始星が強い X 線源になっていると期待される. フレアの起源としては太陽フレアと同様にダイナモ由来だという説と (e.g. Getman & Feigelson, 2021), 降着によるエネルギー解放由来という説が考えられている. 後者に関しては, 近年のシミュレーション研究によって, 原始星は降着に伴って開放される重力エネルギーを効率よく磁気エネルギーに転換し, フレアを繰り返し起こしうることがわかってきた (Takasao et al., 2019a; Kimura et al., 2022). ダイナモの開始 (星表層の対流層の出現) は原始星質量や原始星内部構造進化と関わるため (Hosokawa et al., 2010), フレア発生機構の切り分けも重要である.

観測から特に明らかにすべきことは, 原始星フレアが進化段階のどの時点から, どの程度の頻度で生じているのかという点である. 過去の X 線モニター観測から, 1 つの原始星はおおよそ 10 – 20 日に 1 回程度の頻度で原始星フレアを起こしているの見積もることができる (e.g. Prisinzano et al., 2008). つまり LST の高視野を活かしたモニター観測を星形成領域に対してこの程度の期間実施すれば, 原始星フレアの統計的性質を調査できるようになるだろう. ALMA などによる円盤傾き角やアウトフローの向きも考慮することで, フレア未検出の天体が視線方向によって埋もれている可能性の検証も期待できる.

フレアの起源を探る上で, 太陽恒星フレアと比較できるよう降着率との関係やフレアの SED を調べることも重要である. 過去に X 線による星形成領域のモニター観測はあるものの (e.g. Prisinzano et al., 2008), 検出光子数も少ないために SED を十分調べることはできていない. LST は広い帯域と高い周波数分解能を持つため, サブミリ波帯の SED まで取得できる可能性がある. 近年, JCMT によるモニター観測で T Tauri 型星からのフレアが検出された. 2 バンドの観測で, サブミリ波帯のバーストは非熱的電子由来のジャイロシンクロトロン放射と解釈できることもわかった (Mairs et al., 2019). LST があれば, 同様の観測を原始星に拡張することができるだろう. もし SED のピークに対応する turnover 周波数がわかれば, 磁場強度にまで制限を与えることができる. フレアの非熱的放射強度はフレア強度の良い指標であるから, 降着率との相関を調べることで, フレアが降着駆動か否かの検証につながると期待される. このような情報は, 太陽フレアとの定量的な比較をする上で重要である. 仮に個々の原始星フレアのサブミリ波帯における光度が低くて個別解析ができなくとも, 複数の原始星フレアのデータをスタッキング解析することで平均的な性質は得られると期待される.

5.6 「銀河 (系) 中心が駆動する物質・エネルギー循環論」へ

5.6.1 物質循環仮説と LST の役割

物質循環仮説の新しい流れ

現代天文学の基盤のひとつに銀河における物質循環の概念があり、それに基づく議論が本白書でもなされている (例えば, 第 2.1.3, 5.2, 5.4.2 および 7.2.1 節など). 物質循環仮説とは, 「ガスから星の形成」や「星の死にともなう元素合成と星間空間への還元」などに代表される, 局所的な過程の組み合わせから発展した, 優れたアイデアである. 近年, 銀河 (系) が開放系であることや銀河規模の物質循環があることを考慮して, このアイデアを定量的に発展させようとする流れがある. 銀河系の場合, 銀河間空間から eROSITA バブルの北東方面で相対的に金属量の低いガスが流入し, 銀河系中心からは金属量の高いガス “噴き上げられ”, 一部が銀河系へ環流していると考えられている (Mou et al., 2023; Cashman et al., 2023) (図 5.26). 近傍の爆発的星形成銀河 M82 では, 中心部からの磁力線に沿って, 物質とエネルギーが銀河間空間に放出されている, とされる (Lopez-Rodriguez et al., 2021). また, 銀河系における金属量は内側から外側に向かって低下することが知られている (例えば Wenger et al., 2019). これは, 一義的には, 銀河系中方向で星形成が活発であったことと解釈されるが, 中心部から外側への物質拡散の視点で見直すことも興味深い. このように銀河規模の物質循環と銀河間空間との物質循環を駆動する活動性があることは明らかであり, それを取り込み発展させようとする新しい研究が生まれつつある (たとえば, Shimoda et al., 2023).

LST による, 銀緯方向サーベイの新しさと問い

Fermi/eROSITA バブルに関する問い — 銀河円盤サイズに匹敵する, 巨大な泡構造 「Fermi/eROSITA バブルはいつ出現したのか?」, そもそも「爆発の痕跡なのか, 継続的なアウトフロー現象なのか?」などの基本的な疑問を含め, 論争が続いている (例えば Sofue, 1994; Callanan et al., 2021; Yang et al., 2022). しかし, 巨大泡構造の起源が何であれ, 金属量の高いガスが噴き上げられ (Cashman et al., 2023; Mou et al., 2023), 一部が環流している (Ashley et al., 2022) ことは間違いない. 金属量の高いガスは, 銀河系中心部での物質循環の結果とされる. しかし, 質量環流率は, 観測的には不明に近い.

この状況において, バブル中で原子状態と分子状態の混合水素ガスが少なくとも 2 つ検出されたこと (Di Teodoro et al., 2020) は, 新たな展開を予感させる. H 原子とダスト量の精密定量 (Fukui et al., 2015) やその後の観測 (Veena et al., 2023) から判断すると, これらの混合ガスのうち水素原子の柱密度 N_{HI} にして 10^{19} cm^{-2} 超の明るいものは, LST で十分に偏波撮像できるであろう. それ以下の暗いものについても, ダスト熱放射の強度測定や (少なくとも狭帯域) 分光撮像をできる望遠鏡仕様を目指すべきである. さらに図 5.28 において HI/H₂ 混合ガスのサーベイがな

された領域は、銀緯 $|b| \lesssim 5^\circ$ であり、Fermi/eROSITA バブルの全長を踏まえると、根元に過ぎないことを強調しておく。

銀河系中心方向に限らず、小口径の専用望遠鏡によるサーベイを除き、口径 10 m 以上クラスの汎用望遠鏡によるサーベイは銀緯方向の掃天範囲は、銀河面に対する冷たい星間物質のスケールハイトを定量できる範囲に留まり、銀経方向の掃天を基本としている (Heyer & Dame, 2015). これは当時の科学的目標と望遠鏡性能を考えれば自然な選択であったが、LST では高感度かつ広域のサーベイ能力を活かし、銀河系中心から南北方向へのサーベイに挑戦したい。そこで、次の二つの大きな問いを設定したい。

物質に関する問い： 物質科学的にどのような性質のダストや分子がどこに分布し、どのような運動をしているのか？ 性質とは、ダストについては金属量と組成、分子については存在量と組成を明らかにすることである。運動とは、バブル内部やバブルを経由しての環流と銀河間空間への放出が明らかすることである。

磁場に関する問い： バブル内雲を貫く、磁場の向きをつなぐと、磁場はどのような全体構造であり、それは物質とエネルギーの流れにどのような関与をしているのか？

従来の物質循環概念を「優れたアイデア」から、あらゆる銀河やあらゆる時代に適用できる「銀河中心が駆動する、物質とエネルギー循環論」に昇華させることが求められている。そのためには、分光撮像と偏波撮像を含む連続波の高感度観測超広域サーベイ観測を実現する必要がある、LST でなければ達成できない観測計画と言える。

5.6.2 提案する研究の全体像：CMZ に着目する理由

本節では、グローバルな循環に焦点を絞り、LST の役割を論じる。銀河系の中心には、星間分子輝線やダスト熱放射で観測される Central Molecular Zone(CMZ) と呼ばれる構造がある (第 5.2.9 節参照)。CMZ は半径 $R \simeq 300$ pc (Morris & Serabyn, 1996b) の部分的に変形 (ワープ) した環状ガス (見かけは、 ∞ 記号状) である。CMZ が銀河系全域に占める面積は 0.1% にすぎないが、総質量 $(2 - 6) \times 10^7 M_\odot$ もの冷たい星間物質から構成されるため、銀河系全域のガスの 3–10% に相当する (Ferrière et al., 2007)。議論の出発点として、CMZ における単位時間あたり (1 年あたり) のガス質量の出入りを、

$$\dot{M}_{\text{DL}}^{\text{in}} + \dot{M}_{\text{Ret}}^{\text{in}} = SFR + \dot{M}_{\text{outflow}} + \dot{M}_{\text{CND}}^{\text{out}} \quad (5.1)$$

と書けるとする。左辺は CMZ への流入をあらわし、右辺は失われるガスをあらわす。左辺の $\dot{M}_{\text{DL}}^{\text{in}}$ はダストレーンからの流入、第二項 $\dot{M}_{\text{Ret}}^{\text{in}}$ は、銀河系中心が駆動する顕著な活動性に伴う環流である。右辺の SFR は星形成率、さまざまな質量放出現象による流出をまとめたのが \dot{M}_{outflow} 項で、 $\dot{M}_{\text{CND}}^{\text{out}}$ はより小さなスケールの周核円盤 (circumnuclear disk; CND) への流出をあらわす。

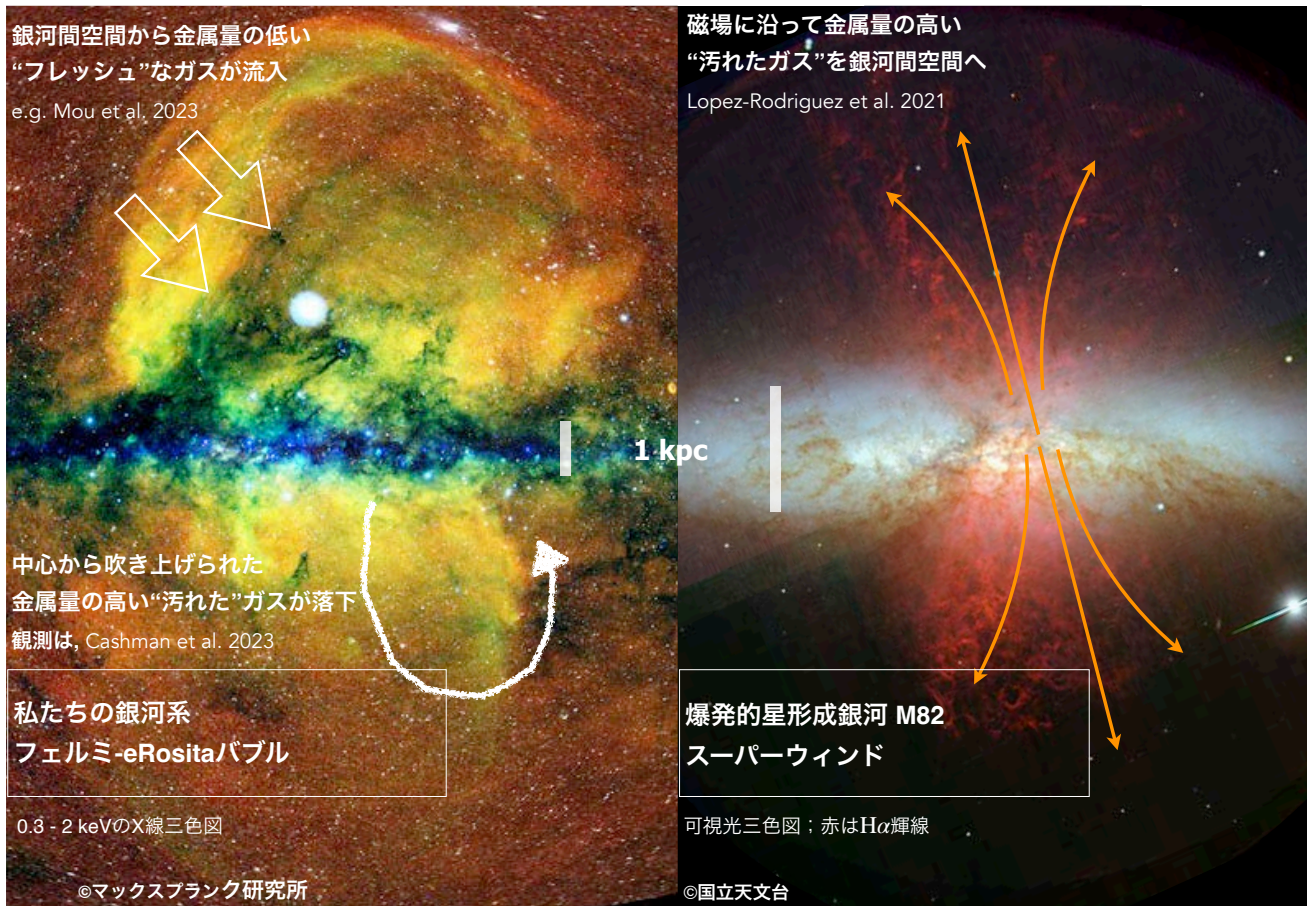


図 5.26: (左) 私たちの銀河系におけるフェルミ (Fermi)/eRosita バブルと (右) 爆発的星形成銀河 M82 のスーパーウィンド (縦方向の赤色部分). 左右のパネルは, それぞれ X 線と可視光の三色図で, 図はそれぞれマックスプランク研究所と国立天文台すばる望遠鏡の広報画像, それぞれの研究の原典は [Cashman et al. \(2023\)](#) および [Ohyama et al. \(2002\)](#). 中央縦のスケールバーは, 1 kpc を表す. Fermi/eRosita バブルの左上の中抜き矢印および右下の矢印付き曲線は, [Mou et al. \(2023\)](#) に従い, 概念を示すために執筆者が追加したもの. M82 のスーパーウィンド中の磁力線に沿った物質流を示した, [Lopez-Rodriguez et al. \(2021\)](#) による概念図から転載した.

LST の役割は, (5.1) 式を評価することである. そのためには, 速度場と磁場構造の解明が必須である. 偏波観測の大きな役割は, 磁場とガス構造の向きから, 磁場はガス流をスムーズにしているのか, 阻害しているのか? の判定である. 環流項の観測的評価はなされていない. 高感度・広域観測が実現できていないからである.

銀河系の中心には, 超大質量ブラックホールを含む電波源 Sgr A* があり, その光度は現在, 低い ([Narayan et al., 1998](#); [Baganoff et al., 2003b](#)). この理由を解明するためには, 降着円盤スケールのみならず, 銀河円盤スケールから CND スケールまでの質量降着プロセスを明らかにしなければならない. “銀河中心が駆動する, 物質・エネルギー循環”論の構築は, Sgr A* の不活発さへの理解にも繋がろう.

5.6.3 CMZ におけるガス質量の出入りの式 (5.1) の各項

CMZ へのガス流入：その 1, “ダストレーン” (バー構造) からのガス流入： $\dot{M}_{\text{DL}}^{\text{in}}$ 項

天の川銀河における“ダストレーン”と呼ばれる構造は、銀河天文学におけるバー構造と考えられている (Marshall et al., 2008). (5.1) 式の $\dot{M}_{\text{DL}}^{\text{in}}$ 項は、ダストレーンから CMZ へのガス流入であり、理論モデルから $\dot{M}_{\text{DL}}^{\text{in}} = 2.7 \pm 1.6 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ が示唆されている (Sormani & Barnes, 2019). しかし、この降着率が磁力線に沿ったスムーズな流れなのか、ダストレーンと磁場のなす角が大きく、流入が阻害されている状態なのかかわかっていない. Sormani & Barnes (2019) は、現時点でひろく受け入れられているモデルであるが、銀経-視線速度 (l - v) 図の特徴を再現できなかったり、CND の形成説明や銀緯方向の厚みの説明における困難などが指摘されている. LST の役割は、分子輝線観測に偏波観測を併用してダストレーンを分離・同定し、ダストレーンへの流入速度場と磁場を関連づけ、CMZ への質量・エネルギー流入の理解を深めることである.

CMZ からのガス枯渇：その 1, SFR 項

CMZ を構成する総量 $(2-6) \times 10^7 M_{\odot}$ の冷たい星間物質は、星に転換され続けており、それが SFR 項である (第 5.2.9 節も参照). CMZ には、銀河系全域の星形成ガスの 3-10% が集中 (Tsuboi et al., 1999) し、一般に銀河における星形成イベントの数%から 80% は中心部でおこること (Kormendy & Kennicutt, 2004), 銀河系では星の個数密度が中心に向かって 2 桁近く上昇すること (Nishiyama & Schödel, 2013) などから、CMZ の冷たい星間物質を枯渇させる要因として、星形成現象が主要なものと言える. 以下では、CMZ を含む、銀河系中心における星形成研究における、LST の役割を論ずる.

CMZ における今の星形成を非効率的にしているものは何か？ — これは、未解決である. 個々の星形成ガスというミクロスケールでは、分子雲にかかる外圧や内部乱流圧の高さが星形成の閾値を高めているという説やそもそも星形成母体ガスの典型スケールである 0.1 pc の分子雲コアが少ないという観測もある (Battersby et al., 2020b). 大質量星の輻射や超新星爆発、宇宙線による分子雲を散逸・破壊などの説もある. 一般に銀河の中心では磁場強度が高めであり、強磁場では自己重力収縮に対して、ジーンズ質量を超える質量を磁場が支えることで、星形成を抑制している可能性もある. マクロスケールでは、円盤としての CMZ の安定性、シア運動や銀河系の棒状構造によるガス流入の抑制などが指摘される. 約 50% の活動銀河核 AGN はアウトフローと呼ばれる、質量放出を行っており (Laha et al., 2021), アウトフローが母銀河のガスを温め、星形成活動を抑制する可能性 (Fabian, 2012) が AGN 研究者のあいだでは支持されている. さらに星形成活動を抑制する機構として、これらの組み合わせも指摘されている (例えば Kruijssen et al., 2014b; Hatchfield et al., 2021; Henshaw et al., 2022).

CMZ におけるガス枯渇要因としての星形成に関する問い — さまざまな着眼点があるが、ここでは次の 2 点に焦

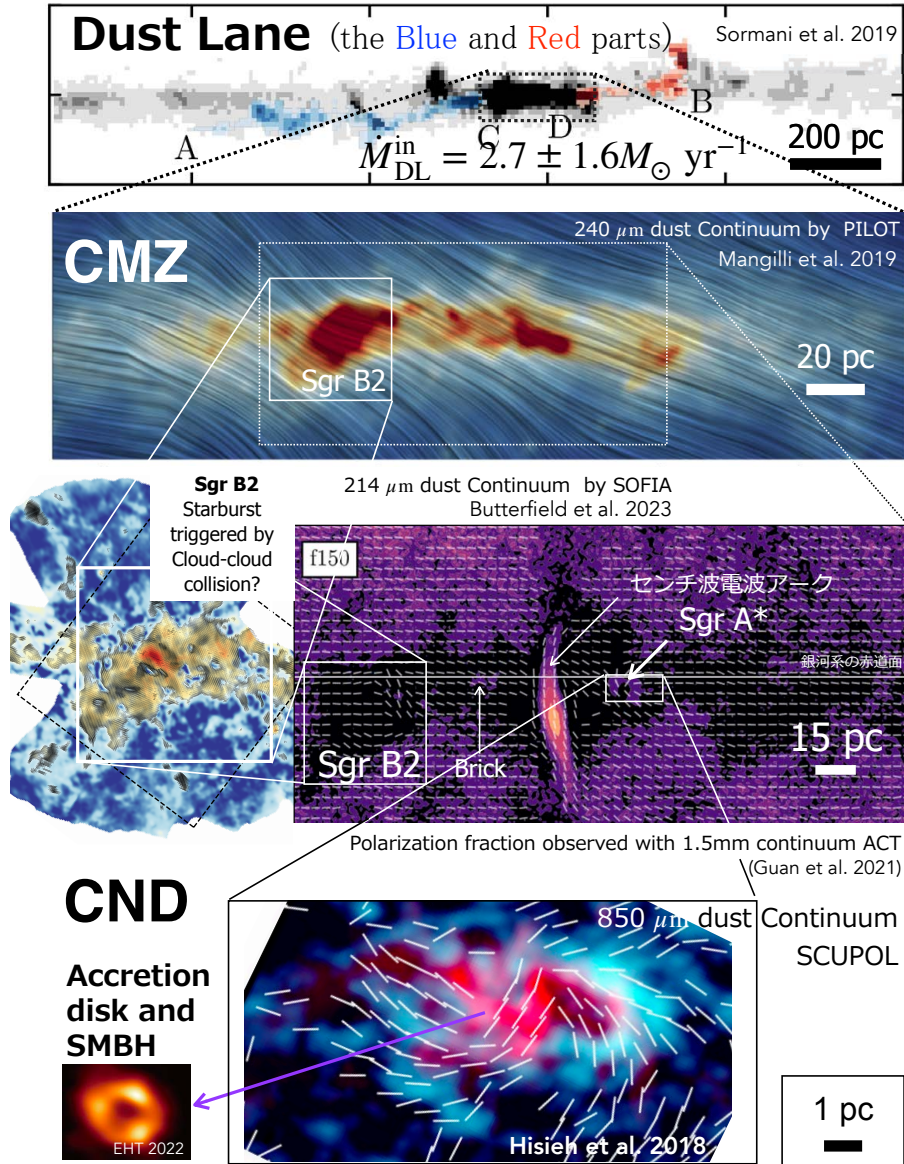


図 5.27: 銀河系中心部のさまざまな構造とミリ波から遠赤外線の連続波偏波観測によって明らかにされた磁場構造. それぞれの構造のサイズは, 各パネル右側のスケールバーを参照. 最上段パネルの赤と青は, バー構造に対応するダストレーン (Dust Lane; Marshall et al., 2008)[図の出典は, Sormani & Barnes (2019)]. 二段目のパネルの流線は, 気球望遠鏡 PILOT の波長 240 μm 帯偏波観測から推定された (偏波セグメントを 90° 回転させ内挿) CMZ における磁場構造, カラー画像は全放射強度 (Mangilli et al., 2019). 三段目右側のパネルのセグメントは, アタカマ宇宙論望遠鏡 ACT の 1.5 mm 帯偏波観測から求められた磁場構造, カラーは偏波率 (Guan et al., 2021b). 三段目左側のパネルのセグメントは, 成層圏赤外線望遠鏡 SOFIA の波長 214 μm 帯観測による Sgr B2 における磁場構造, カラーは全放射強度 (Butterfield et al., 2023). 最下段メインパネルのセグメントは, JCMT の SCUPOL 偏波計による 850 μm 帯観測から推定された周核円盤 CND およびミニ・スパイラルにおける磁場, カラーは全放射強度 (Hisieh et al., 2018). 最下段左は, Event Horizon Telescope (EHT) による 1.3 mm 帯での Sgr A* 像 (EHT Collaboration et al., 2022a, 第 4.3.6 節参照). ここに示したパネルの波長 214, 240 および 850 μm 帯放射はダスト熱放射で, その強度は概ね星間物質の柱密度を反映している. 波長 1.5 mm の偏波率マップにおける「センチ波電波アーク」と 1.3 mm 帯降着円盤像はシンクロトロン放射に起因する. ©AAS. Reproduced with permission

点を絞る。ひとつは、「太陽系近傍の数 kpc 以内で過去 5 億年程度におきた星形成イベントをもとに構築された知見で, (5.1) 式の SFR 項を評価してよいのか？」である。具体的には, “フィラメント・パラダイム”(第 5.2.4 節), “分子雲衝突”(第 5.2.8 節) および “連鎖的星形成”(Elmegreen & Lada, 1977; Dale et al., 2007), および “磁場で律速された星間物質のダイナミクス”(Inutsuka et al., 2015b) などである。CMZ におけるガス枯渇要因としての星形成研究を進めるにあたり, 本白書の第 5.5.1 節までに述べられている問題設定と方法論に化学の視点(第 7 章)を交え, CMZ に限定することなく, 無バイアスに広範な領域に対して進めることが基本となる。

もう一つは, 「銀河系中心部の磁場は, ガスの重力崩壊阻害にどれほど関与しているのか？」である。これは理論的には質量磁束比 M/Φ から, 磁場の関与を定量することがもっとも直裁的である。なお, M/Φ 比はガス面密度を使って $\Sigma_{\text{gas}}/|\vec{B}|$ と書ける。これを出発点として理論臨界値 $1/(2\pi\sqrt{G})$ (Nakano & Nakamura, 1978b, G は重力定数) との比の空間的相対変化の解析(例えば Hwang et al., 2021) から着手することになるだろう。LST による, 本格的な直線偏波観測による星間磁場研究を展開するためには, エネルギー平衡仮定を回避し, フィラメントや分子雲コアなど構造の形成過程に立脚した推定法を研究し, 確立させる必要がある。形成過程を考えれば天体構造と磁場構造は相関を持つはずであるから, 両者に関する統計量をパワースペクトル解析から求め, $|\vec{B}|$ を推定する手法の研究を進める必要がある。パワースペクトル解析が有効であろう理由は, 個々の分子雲の個性を消し, 共通する性質を抽出できるからであり, 広視野観測のメリットを活かせる手法である。現時点では, 超広視野偏波撮像のメリットを活かし, 磁場の向きのゆらぎ, 磁場とフィラメントなどの構造物とのなす角のパワースペクトルといった統計量の観測結果と, 3次元磁気流体力学シミュレーションの結果を比較する方向性(Arzoumanian et al., 2021b) が有効に見える。そのためには理論研究との連携を図り, 基礎研究を行っておくことは必須である。これに対し, 偏波観測が十分に機能する密度領域のガスは乱流状態にあり, モデルを導入して物理状態を絞り込むことを困難にしている。LST による超広視野偏波撮像は, CMZ 全域におけるパワースペクトル解析を可能ならしめ, 上述の困難を回避し, 広域無バイアス観測から平均磁場強度を直線偏波観測から推定できるポテンシャルを秘めている。なぜならば, 従来の測定は, 技術的制約から「偏波観測から磁場強度を求めることができる領域」(例えば, 技ゼーマン効果測定が可能な OH メーザー源など) にバイアスしていたと言えるからである。

CMZ からのガス枯渇：その 2, $\frac{d}{dt}(M_{\text{CND}}^{\text{out}})$ 項

CMZ からのガス枯渇要因には, 周核円盤 CND へのガス流出もある。LST 単独による研究の焦点は「CND へのガス流出は, どこで起きており, どれほどの流出率か？」である。この問題を本質的に解決するためには, 高品質の分光撮像および偏波撮像を CND に対して実現する必要がある。10 秒角程度の分解能では流出ガスの分離・同定が難しいが, 数少ない例として “20 km s⁻¹ 雲” からの流入を指摘した Takekawa et al. (2017b) がある。 $\dot{M}_{\text{CND}}^{\text{out}}$ 値そのものの観測的推定はないが, さまざまな観測を踏まえると, 一般に $SFR > \dot{M}_{\text{CND}}^{\text{out}}$ が予想される。理論的には,

Moon et al. (2023) の推定があり, $0.01 - 0.1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ と見積もられている. CND の磁場構造は JCMT の第 1 世代偏波計 SCUPOL で撮像されており, その構造は CND を含む面内での渦巻き状 (Hsieh et al., 2018) である. 一方, CND とミニスパイラルを空間分離するためには, LST と ALMA データを組み合わせた空間的ダイナミックレンジの高い画像が有効であろうことは, 明らかである.

CND は Sgr A* 周囲の降着円盤 (第 4.3.6 節) への質量供給源であるから, その研究には広視野かつ高分解能での分光撮像データが必須である. したがって, ALMA では分解してしまう広がった放射を LST で受信し, 高いダイナミックレンジ (画像の広さを分解能で除した値) の像合成を行うことを前提に望遠鏡仕様を策定することが強く望まれる.

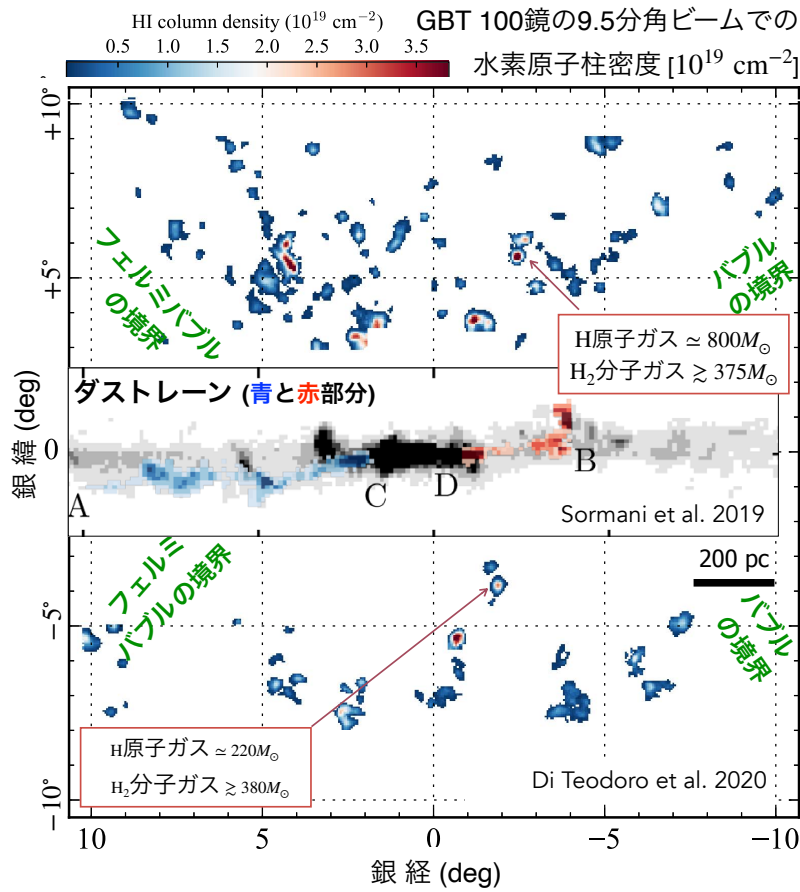


図 5.28: Fermi/eRosita バブルの根元で観測された水素原子 HI 輝線の柱密度 N_{HI} マップ (カラー, Di Teodoro et al., 2018, 2020) と流入ガス (図 5.27 最上段のダストレーンのパネルを同位置同縮尺で挿入) の位置関係. 緑文字は, Fermi/eRosita バブルのおおよその境界を示す. 挿入パネルの赤青は, HI 雲の視線速度をあらわす (Sormani & Barnes, 2019) ことに留意されたい. MW-C1,2 のラベル付き HI 雲が Di Teodoro らが CO 分子輝線を検出した星間雲で, CO 輝線強度から求めたガス質量も図中に示した. ©AAS. Reproduced with permission

CMZ からのガス枯渇：その 3, $\frac{d}{dt}(M_{\text{outflow}})$ 項

\dot{M}_{outflow} に関する観測目標は、二つある。ひとつ目は、バブル内部の冷たい星間物質の分布とその速度場を求めることである。具体的な研究計画を立案するにあたり、現時点で手がかりとなる情報はプランク衛星による波長 850 μm 全天サーベイデータ、HI 全天サーベイ公開データ (Kalberla et al., 2005; HI4PI Collaboration et al., 2016) である。今後展開される、SKA 1 等によるデータ品質でのサーベイ領域拡大を視野に準備研究に着手したいものである。その目的は、バブル内部の冷たい HI 雲の同定法 (例えば Di Teodoro et al., 2018; Fukui et al., 2021d) を確立させ、バブル内部の分子雲の分布推定とそれに基づく観測計画の立案することである。これにより、物質に関する問いを定量化し、LST に求められる分光撮像能力をより具体的に示す必要がある。

もう一つは、「バブル内磁場が“まっすぐ”なのか、捻れているのか？」(図 5.26) である。例えば、図 5.28 に紫破線楕円で示したようにバブル根元の北部には、原子分子雲が直線的に分布する構造があり、ポロイダル磁場を想起させる。その場合、銀河系は M82 同様、銀河系空間に重元素を排出しやすい構造とわかる。捻れていれば磁気圧勾配力が存在するので、Fermi/eROSITA バブルの起源と現在の役割に関する議論に観測的制限を与えるだろう。また、磁場の“Coherent 長”(Hildebrand et al., 2009) あるいは偏波角分散関数 S を求め、どのサイズスケールで磁場が効いているかを示せよう。バブル内部磁場の全容は未知であり、 \dot{M}_{outflow} における磁場の役割評価もさることながら、バブル内部の磁場構造を無バイアスな偏波観測から推定すること自体が天文学的挑戦である。

CMZ へのガス流入：その 2, $\dot{M}_{\text{Ret}}^{\text{in}}$ 項

物質分布 — (5.1) 式における CMZ への質量環流率を求めるためには、物質分布と速度場の高精度観測が必要である。そこに求められる望遠鏡性能は、前項「CMZ からのガス消失：その 3」の第一パラグラフで述べた準備研究から定量できるので、そちらを参照されたい。銀河系中心部の活動性によって噴き上げられた物質の落下先は、噴き上げ機構が何であれ円盤部の広範に渡り (Wada, 2012; Fukui et al., 2021d; Shimoda et al., 2023), すべてが CMZ へ還流することは自明でない。 $\dot{M}_{\text{Ret}}^{\text{in}}$ 項は CMZ へ直接落下する物質を記述するが、バー構造を経由して CMZ へ落下するものは、 $\dot{M}_{\text{DL}}^{\text{in}}$ 項に含まれることに留意されたい。

物質に関する問い: 分子輝線を用いる研究 — 環流における物質に関する問いのうち物質科学的側面は、分子輝線を用いる研究 (第 7 章) とダスト熱放射をプローブとする研究に大別できよう。図 5.28 から分かるように、Fermi/eRosita バブル内部の水素原子分子混合雲からの輝線強度は、一般に小さい。このため分子輝線によるバブル全域にわたる研究は近傍銀河における研究手法 (第 7.2.12 節) を参照しつつ、同位体組成分布を明らかにする (第 7.2.7 節) ことを中心に展開することになる。物質進化のタイムスケールに依存するが、CO 同位体置換種を用いた手法 (第 7.2.11 節) をバブルの広範な領域に適用することも興味深い。水素原子分子混合雲のうち、分子輝線輝度が大きいものについては、マゼラン雲における研究 (第 7.2.10 節) との直接比較ができよう。バブルの北西部など、銀河間空間から

始源的ガスの流入が指摘されている領域 (図 5.26 参照) については, 銀河系外縁部 (第 7.2.8 および 7.2.9 節) との比較から, 「どのような金属量のガスがどれほど銀河系のどこに流入しているか」を明らかにできるかもしれない。

物質に関する問い: ダスト熱放射を用いる研究 — 環流における物質科学研究の二つ目はダスト熱放射を用いるもので, それは放射強度から星間物質の総量や金属量を定量する研究 (例えば Rémy-Ruyer et al., 2014, の方法の応用等.) と偏波観測を応用する研究に細分できよう。前者については, 第 2 章「銀河形成」の 2.1.3 節および本章第 5.4.2 節のダストの形成・進化および破壊に関する議論と本質において重複するので, そちらを参照されたい。

近年の星間ダスト研究の進展 (例えば Hensley & Draine, 2021; Tram & Hoang, 2022b, に詳しい.) を踏まえ, 偏波観測の応用について述べる。星形成領域のうち, 概ね 10^2 cm^{-3} 超の数密度域における, サブミリ波ダスト熱放射の偏波率 P が波長 $350 \text{ }\mu\text{m}$ 付近で局所的な最小値を取ることが知られていたが, 2つのサイズ分布を持つ粒子集団の存在で説明されていた (Vaillancourt et al., 2008; Vaillancourt & Matthews, 2012)。これに対し Guillet et al. (2018) は, ダスト粒子の組成の違いでも説明できることを示した。組成の違いとは, 個々のダスト粒子が珪素系化合物のみあるいは炭素系化合物のみからなるのか (以下, 分離型), あるいは両者の混合というモデル設定である。最近の「より現実的な」モデル (Lee et al., 2020a; Tram et al., 2021) によると, 分離型では $P_{450}/P_{850} > 1$, 混合型では $P_{450}/P_{850} < 1$ が示された (P の添え字は, μm 単位での波長) が予想されている。ダスト整列による偏波発生の理論モデルに改良の余地があることには注意を要するが, ダスト偏波観測がサイズ分布への制限にとどまらず, 物質科学的知見を与えることを示した点で, 一連の理論研究は大きな意味がある。そこで, LST ではバブル内水素原子分子混合雲に対し, 波長 $\lambda = 2 \text{ mm}, 1.1 \text{ mm}, 850, 450$ および $350 \text{ }\mu\text{m}$ でダスト熱放射の偏波率スペクトル $P(\lambda)$ を測定し, バブル内星間雲におけるダストの物質科学的性質を明らかにできよう。

以上の研究を個々のバブル内星間雲に対して行い, ガス・ダスト比や金属量など, さらにダストの組成や形成・破壊を特徴付ける量の空間分布を求める。それらを Fermi/eRosita バブル内の星間物質の分布と運動および磁場の知見と合わせることによって, 環流ガスの全容が見えてくるであろう。

5.6.4 「銀河の中心が駆動する物質・エネルギー循環論」構築の意義と LST に求められる性能

第 5.6 節では銀河系の CMZ に着目し, そこでの質量収支 [(5.1) 式] を磁場込みの物理と物質科学の点で理解することによって, 「銀河の中心が駆動する, 物質とエネルギーの循環論」を構築するための大まかな道筋を述べた。これは銀河系円盤サイズの観測を要するため LST を実現しなければ, 成し得ないサイエンスケースと言えよう。現時点の知見に基づけば, (5.1) 式を左右する主要項は, ダークレーンからの流入 (p.251) と星形成によるガス枯渇 (p.251 以降) であり, これらを優先して準備研究を始めたいものである。一方で, 「銀河系中心から銀緯方向サーベイ」による, Fermi/eRosita バブル内の星間物質の研究 (p.248 以降) は独自性が高いこと, 感度と掃天能力の点で LST の実現が不可欠であることを強調しておく。

本稿では CMZ における物質の出入りを (5.1) 式のように書いたが、最終的に質量収支 $\frac{dM_{\text{CMZ}}}{dt}$ を求める。その符号がとりわけ興味深く、仮に負であった場合、他の銀河で推定されている枯渇時間 (depletion time, τ) との大小関係,

$$\left| \frac{M_{\text{CMZ}}}{\frac{dM_{\text{CMZ}}}{dt}} \right| \gtrless \tau_{\text{dep}} \quad (5.2)$$

の評価を研究目標としたい。ここで、 M_{CMZ} は CMZ の質量である。CMZ の枯渇時間が τ_{dep} と桁で異なっていたら、それは天の川銀河の特殊性を意味するのであろうか、それとも CMZ は一時的な (transient) 構造物であることを意味するのだろうか？LST による観測から答えが得られとしても、更なる疑問が湧くだろう。そのうち特に重要であろうことは、銀河系で得られた知見の普遍性の検証である。「銀河の中心が駆動する、物質・エネルギー循環論」を構築するためには、近傍の渦巻き銀河や宇宙初期の銀河との類似点が見られる、矮小銀河 (例えば、局所銀河群の IC 10) も発展研究の対象とすべきである。

近傍宇宙での一般像構築を念頭に置き、LST には以下の仕様が求められよう。

- 銀河系中心において空間分解能、約 0.1 pc を実現すること (口径 50 m 鏡を実現し、波長 850 μm で角度分解能 3''0 を実現すること)。
- 星間物質の柱密度 N の桁が 10^{19} cm^{-2} の希薄ガスやダスト含有量の低い (低金属量の) ガスを実効的な音速を分解できる分光能力で十分な信号強度のもと、分光撮像できること。
- CMZ を “1 枚のサブミリ波写真” に納め (焦点面の差し渡し 1.5 度角を実現すること)、かつ “つなぎあわせ” マップであっても kpc スケールの偏波構造を撮像できること。
- 波長 2 mm から 350 μm 帯に至る、直線偏波観測を実現し、炭素系ダスト、珪素系ダストおよび混合系ダストの空間分布を偏波率スペクトルから識別できる十分な偏波検出性能を持つこと。
- 以上の観測を現実的な観測時間内で完結できる総合性能を持つこと。

5.7 まとめ：銀河系における星形成パラダイムの統合 - 期待される成果の全体像

本章では次世代のミリ波・サブミリ波帯の大口径単一鏡望遠鏡が星形成・星間物質の分野でどのような新しいサイエンスを切り拓くことができるかを論じた。星形成の分野においては、ALMA のような干渉計や従来の単一鏡望遠鏡では分子雲の内部構造を分解しつつ広い領域を効率よくマッピング観測することは困難だが、広視野・広帯域・高分解能を持つ LST はこれを可能とする。更に、太陽系近傍の星形成領域に限らず、遠方にある銀河系外縁部・高銀緯領域に存在する低金属量環境及び銀河中心付近の高金属量環境、また大質量星形成領域や高密度の星団形成など、多様な領域での星形成を統一的に理解するための全く新しい手段となることが期待される。またより進

化の進んだ巨星や超新星爆発からの質量放出・ダスト生成や、宇宙線加速などの高エネルギー天体物理現象を理解する上でも LST は新しい窓を開くことが期待される。これらは銀河全体の物質の循環と進化を理解する鍵であると同時に、より小さい個々の星・原始惑星系円盤・惑星形成過程の初期条件・境界条件を理解する上でも重要である。このような大スケールと小スケールを接続する研究は理論・シミュレーション分野においても近年盛んに行われるようになっており、今後取り組むべき重要な課題である。この章で述べたように、LST は星形成・星間現象の広範なテーマに渡って根源的な役割を果たすことができる。そのため、LST が実現すれば、スケールを横断した統一的な描像を構築する上で非常にインパクトの大きな装置になるであろう。

5.8 謝辞

大阪公立大学の大西利和さんには本章を丁寧にレビューして頂き、的確なコメントとフィードバックを多数頂きました。この場を借りて感謝申し上げます。

編集者追記：2023 年 8 月に追加した、第 5.6 節については、2 名の班員および班長による班内レビューを行った。原稿に建設的なご意見を多数くださった、三名の方、どうもありがとうございました。

第6章 太陽系

6.1 この分野の現状と未解決問題の概要

6.1.1 太陽系内天体の観測的研究の現状

太陽系内天体の研究は、太陽系の中に存在する個々の天体の姿、そしてその天体上で生じる物理・化学プロセスの理解を通して、太陽系の形成・進化過程や、生命を育む地球という惑星がなぜこの太陽系に誕生しえたのか？という本質的な問いに迫るものである。太陽系内天体という、宇宙を扱う天文学の中でも最も「身近な」観測対象を扱うが、その研究テーマは天文学分野から見た惑星科学の範疇に限定されることなく、地球科学や気象学、生物学などの様々な学問分野の研究者も地球以外の惑星を研究対象としており、天文学の他領域と比較して多角的な研究手法が用いられることも大きな特徴である。その最たる例は、太陽系内天体は探査機による近接距離からの詳細観測の対象であり、場合によっては着陸探査や地球へのサンプルリターンなどの直接的な観測までもが可能という点である。探査機による高分解・高精度の観測データは、理論モデル・数値シミュレーション研究の精緻化にも大いに貢献し、例えば火星や金星の大気循環の研究においては、観測データと数値モデルを同化する解析手法(地球気象の研究で多くの実績を持つ)も実現されつつある(e.g., [Sugimoto et al., 2019](#)).

太陽系内天体の研究は、地球型惑星、ガス・氷惑星、彗星や小天体といった天体種別ごとに分類されるだけでなく、同一天体においても、内部構造、固体表面、大気圏、電離圏、磁気圏といったサブシステムごとに研究テーマが細分化されており、それぞれの研究領域で未解明の重要問題が存在する。本稿では紙面の都合もあり、それら各研究テーマでの未解明問題を網羅的に並べることはしないが、その概要は例えば米国における惑星科学ロードマップ報告書(A Decadal Strategy for Planetary Science and Astrobiology 2023-2032; [NASEM, 2022](#))などにもまとめられている¹。こうした未解明問題の研究に際して、ミリ波・サブミリ波帯の観測手法は本質的な役割を担うと考えられ、それは近年のALMAによる様々な太陽系研究成果からも明らかである。

¹同報告書では、太陽系の形成・進化や各天体の環境などについて、系外惑星に関するテーマも含めて、12の優先的研究課題が掲げられている。

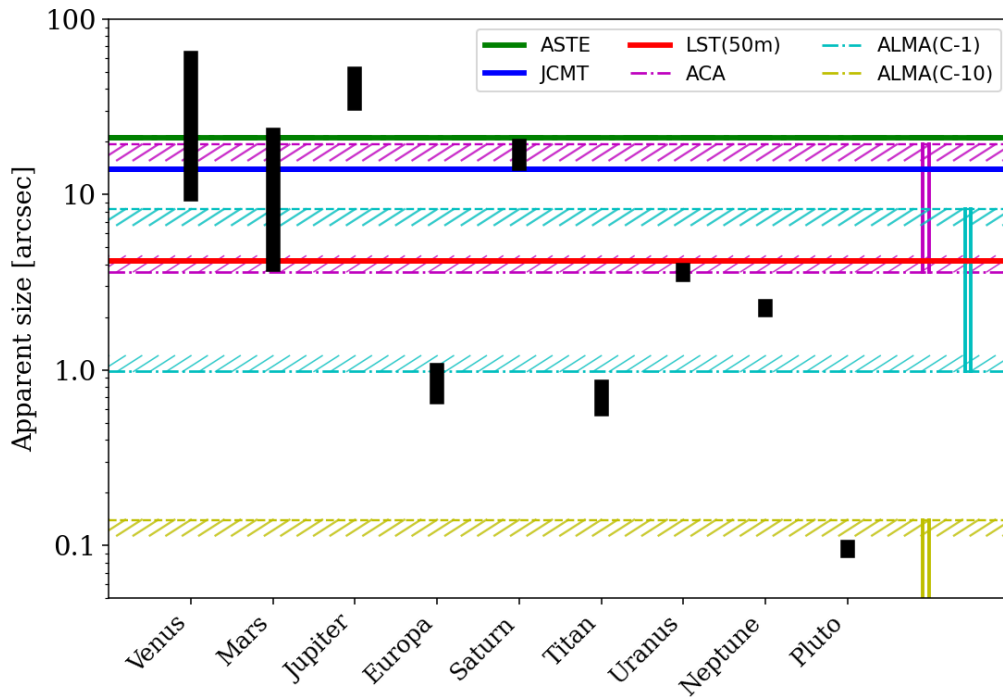


図 6.1: 太陽系の主な天体の視直径と, 345 GHz 帯における単一鏡型電波望遠鏡・干渉計の空間分解能. LST は口径 50 m を想定. 干渉計については, MRS(開口合成によって検出可能となる最大の空間構造) と空間分解能で挟まれる範囲を示す.

6.1.2 ALMA と LST：測器パラメータの違い



ALMA がミリ波・サブミリ波太陽系天文学にもたらした最大の恩恵は、その空間分解能と感度である。ALMA による観測で、大気組成、気温、風速、地表面物性といった惑星や衛星上の様々な物理量の空間分布が取得できるようになったことは、探査機を惑星近傍に送ることに頼らずとも各天体の大気物理・大気化学における高精細な観測が可能な時代が到来したことを意味しており、それらの観測的研究に大きなインパクトをもたらしている。また、天体上で比較的に一様分布していると考えられる一部の大气成分や同位体比などにおいては、天体を空間分解する必要の無い、全球平均の観測が用いられる。このとき、視直径の小さい天体の場合には、観測ビームに占める観測天体からの信号の割合が低下することによる観測効率の悪化（いわゆる beam dilution 効果）という問題が存在する。

単一鏡型電波望遠鏡の 345 GHz における典型的な空間分解能は、例えば 14'' (JCMT) から 22'' (ASTE 望遠鏡) 程度であるが、このビームサイズで空間的に分解可能な太陽系内天体は、木星や地球に近い時期の火星・金星に限定される (図 6.1)。これに対して、ALMA が大気構造の空間分布を明らかにした天体は、すでにタイタン (e.g., [Cordiner et al., 2014](#); [Cordiner et al., 2015](#); [Cordiner et al., 2019](#); [Thelen et al., 2018](#)), 海王星 ([Iino & Yamada, 2018](#); [Iino et al., 2020](#); [Tollefson et al., 2019](#)), 冥王星 ([Lellouch et al., 2017a](#); [Lellouch et al., 2022](#)) といった視直径が極めて小さい天体にまで及んでいる。大気を持たない小天体に関して言えば、木星や土星の氷衛星の詳細観測 (e.g.,

Trumbo et al., 2017; Trumbo et al., 2018; de Kleer et al., 2021a) は勿論のこと、長基線のアンテナ配列を利用して小惑星 Juno や Psyche(どちらもサイズは 250 km 程度) の表面輝度温度分布をマッピングすることにも成功している (ALMA Partnership et al., 2015; de Kleer et al., 2021b). 太陽系外縁天体 (trans-Neptunian objects, TNOs) のサブミリ波帯での明るさも 10% 程度の精度で絶対値を押さえられる (Brown & Butler, 2017; Lellouch et al., 2017b) など、ALMA 以前と以後のミリ波・サブミリ波観測研究を全く異なる様相にすることに成功している。

このような状況下で、単一鏡型望遠鏡に期待される要素は何であろうか? その代表的なものが、観測量から惑星大気・表層の物理量を導出する際に、干渉計が持つ空間フィルター効果の問題を考慮せずに済むことである (6.2.5 にも後述). 金星・木星や彗星といった天体の視直径は ALMA の観測可能な最大空間サイズ (Maximum Recoverable Scale: MRS) を超えた大きさの空間構造を有する (図 6.1). ALMA の干渉計観測に小口径の単一型望遠鏡の観測を併用したとしても、生成される合成画像はどうしても一定以上の大きさの空間周波数構造が抜け落ちたものになってしまう. 50 m という LST の大口径が実現する、345 GHz 帯において 5" という高い空間分解能は、干渉計と単一鏡型望遠鏡の空間分解能のギャップを効果的に埋めるものであり、観測量の信頼性と科学的に求められる空間分解能のバランスを考慮することで、惑星・小天体を対象とした太陽系内天体の観測的研究において新たなブレイクスルーをもたらすと考えられる. さらに、惑星大気や彗星などで見られる現象には様々な時間スケールでの時間変動が存在する. 望遠鏡運用方法の工夫によって、適度な頻度で中長期間にわたる継続的なタイムドメイン観測を LST で実現することが出来れば、LST と ALMA を組み合わせた相補的な観測が可能となり、この観点からも LST は太陽系ミリ波・サブミリ波天文学において他に類を見ない重要な役割を果たすと期待される. 本稿では太陽系内天体サイエンスの中でも LST による観測との親和性が特に高いと考えられる惑星と彗星にフォーカスし、LST がもたらすアドバンテージとその実現のために必要となるタイムドメイン運用について概観する.

執筆者 (主たる担当節)

- 飯野 孝浩  (東京大学, 第 6.1 および 6.3 節)
- 佐川 英夫  (京都産業大学, 第 6.1 および 6.2 節)

6.2 惑星の大気・表層環境

6.2.1 惑星大気研究におけるミリ波・サブミリ波観測の意義

惑星大気の観測は、その惑星における大気現象の理解だけではなく、惑星表層の進化過程を制約することにも繋がる. また、大気の酸化還元度や、惑星を覆う雲層の存否、大気の散逸量などは、惑星表層における生命存在可能性

を議論する際の本質的な情報にもなる。これまで我々は、地球大気の詳細理解に基づいた他の惑星大気の理解を試みてきたが、太陽系内部を見渡すと、地球大気の姿が惑星大気の標準とならないことは自明である。地球基準の視点ではなく、太陽からの距離、惑星半径、自転速度、大気組成、固有磁場の有無などの、惑星を記述する諸般のパラメータ空間の中で、各々の惑星にどういった大気環境が成立するのかを普遍的に理解することが求められている。さらには、2020年代以降、系外惑星大気の大規模探査プロジェクトも複数計画されており、それら系外惑星大気に対するリファレンスとしても、太陽系内天体の大気に生じている物理・化学プロセスを精緻に観測することの重要性が再認識されている。

惑星大気に存在する物理・化学プロセスを理解するには、「大気力学 (物質循環・運動量輸送)」、「大気放射 (気温分布・エネルギー収支)」、「大気化学 (大気微量成分・エアロゾル)」、「大気上下間結合・大気散逸」、「中心星 (太陽) からの放射や高エネルギー粒子の注入に対する応答」など、多岐にわたる視点が要求される。それらを理解するために、紫外領域から電波まで、様々な波長の電磁波を用いた惑星大気リモートセンシングが行われているが、中でもミリ波・サブミリ波の領域は他の波長帯では代替できない観測が実現される (佐川 英夫 (2017); 飯野 孝浩 (2022) など参照されたい)。

まず、ミリ波・サブミリ波帯でのヘテロダイン受信機を用いた高い周波数分解能 ($\nu/\Delta\nu \sim 10^7$) は、惑星大気中の大気微量成分の吸収線 (もしくは輝線) を観測した際に、吸収線固有のスペクトル形状を検出できるという大きな強みを持つ。大気分子のスペクトル線形状は、主に、吸収に寄与する大気微量成分の存在量およびその分子が存在している大気高度の気温や気圧によって決定される。特に、吸収線の線幅 (圧力広がり) は、観測分子が存在する気圧の情報を保持しているため、1本の吸収線スペクトルにおいても、吸収線の中心と裾野では、大気中の異なる気圧 (つまりは高度) からの情報が反映されている。このことを利用すれば、惑星大気を高度方向に分解した観測が可能となる。観測される吸収線スペクトルから、光学的厚みの大小に応じて、吸収に寄与する大気微量成分の存在量および/または気温分布の情報が得られる。例えば、金星や火星大気における一酸化炭素 (CO) のサブミリ波帯における吸収線のライン中心付近は光学的に厚く、そのスペクトル強度から CO 分子が存在する高度の気温がわかる (e.g., Clancy et al., 2012; Piccialli et al., 2017)。また、大気の運動 (大気循環) によって大気分子が観測視線方向に運動している様子も、吸収線スペクトルの中心周波数のドップラーシフトとして検出できる (e.g., Moreno et al., 2009; Moullet et al., 2012; Clancy et al., 2012; Clancy et al., 2015)。大気の風速を直接観測できるのは、赤外線領域での利用例 (e.g., Takami et al., 2020; Miyamoto et al., 2021) も含めてヘテロダイン受信機の極めてユニークな特徴である。

ミリ波・サブミリ波帯では様々な分子の吸収線が観測されるが、この特徴は惑星大気中に存在する大気微量成分の観測にも非常に好都合である。実際、二酸化炭素 (CO₂) やメタン (CH₄)、窒素分子 (N₂) といった一部の分子を除けば、惑星大気の組成を知る上での主要な分子のほぼ全てをミリ波・サブミリ波の波長域で観測できる。さらに、金星や、木星などの巨大ガス・氷惑星、あるいはタイタンのように分厚い大気を保持する天体に関しては、大気の光学

の厚みが波長帯によって大きく変化するため、ミリ波・サブミリ波帯を用いることで、光・赤外線の観測とは異なる大気高度領域を観測できる。この特色は、大気の温度鉛直構造や、異なる高度領域間での物質やエネルギーの流れ(大気の上下間結合)を理解する上で非常に重要となる。

ミリ波・サブミリ波帯での惑星大気観測は、単一鏡による観測から始まり、宇宙望遠鏡 (SWAS 衛星, Odin 衛星, Herschel 衛星)(e.g., [Bergin et al., 2000](#); [Gurwell et al., 2000](#); [Cavalié et al., 2008](#); [Hartogh et al., 2010](#); [Feuchtgruber et al., 2013](#); [Cavalié et al., 2013](#); [Teanby et al., 2022](#)) や大型干渉計 (ALMA) を用いた観測が行われている²。これらは主に、観測の感度や空間分解能を改善させる方向に観測内容が発展し、また、地球大気中の水蒸気による吸収が強い周波数帯での他の惑星大気観測も実現している。ALMA を用いたタイタン大気中の複雑な有機分子の発見や微量同位体の定量など (e.g., [Cordiner et al., 2014, 2015](#); [Lai et al., 2017](#); [Palmer et al., 2017](#); [Thelen et al., 2018](#); [Thelen et al., 2019](#); [Thelen et al., 2022](#), 他にも多数) は、観測感度および空間分解能の改善が大きく功を奏した事例であろう。その一方で、ALMA では観測時間獲得の競争率の高さを少しでも緩和するために、同一の天体を同一条件で繰り返し観測することは基本的には認められていない (duplication policy)。ところが、身近な地球気象の知識からも明らかなように、惑星大気における諸現象は空間方向に様々なスケールを持つと同様に、時間方向にも様々なスケールで変動している。そうした現象を観測的に理解していくためには、観測感度 (時間分解能) や空間分解能の改善に加えて、気温、地表面温度、風速、大気組成といった惑星大気環境を記述するための基本的な物理量の時間方向の変化を継続的に監視 (モニター) 観測することが重要となる。これは、まさに、惑星大気観測におけるタイムドメイン観測とも呼べるものであり、今後の惑星大気研究の発展には不可欠な要素である。

6.2.2 金星大気における長期時間変動

惑星大気の時間変化という言葉から想起されるのは、昼夜間の日変化や太陽からの距離の変化に伴う季節変化かも知れないが、より長期的な変動の存在も近年大きく注目されている。その一例として挙げられるのが、近年発見された、金星大気の 10 年規模にわたる長期変動の存在である。2000 年代から続く欧州と日本の金星探査機の観測データを繋ぎ合わせた結果、金星雲層での紫外アルベド (金星大気に入射する太陽放射エネルギーに関係) が過去 10 年余りの間に 15% 近く減少していることが分かった。そして、興味深いことに、金星大気の特徴的な大気循環構造である「スーパーローテーション」(金星全球におよぶ西向き的高速大気循環) の平均風速が、30 m/s の幅で加速と減速を見せていることも示唆されている ([Lee et al., 2019b](#))(図 6.2)。このような挙動は、従来の金星大気研究では予想されていなかったことであり、長期間に及ぶ継続的な観測結果を総合的に解析することで初めて見えてきたものである。

この紫外アルベドやスーパーローテーション強度の長期変動との関連は未だ不明ではあるが、ミリ波の地上観測

²ALMA を含めた地上観測の個々の成果に関しては、本稿の随所で引用されている文献を参照されたい。

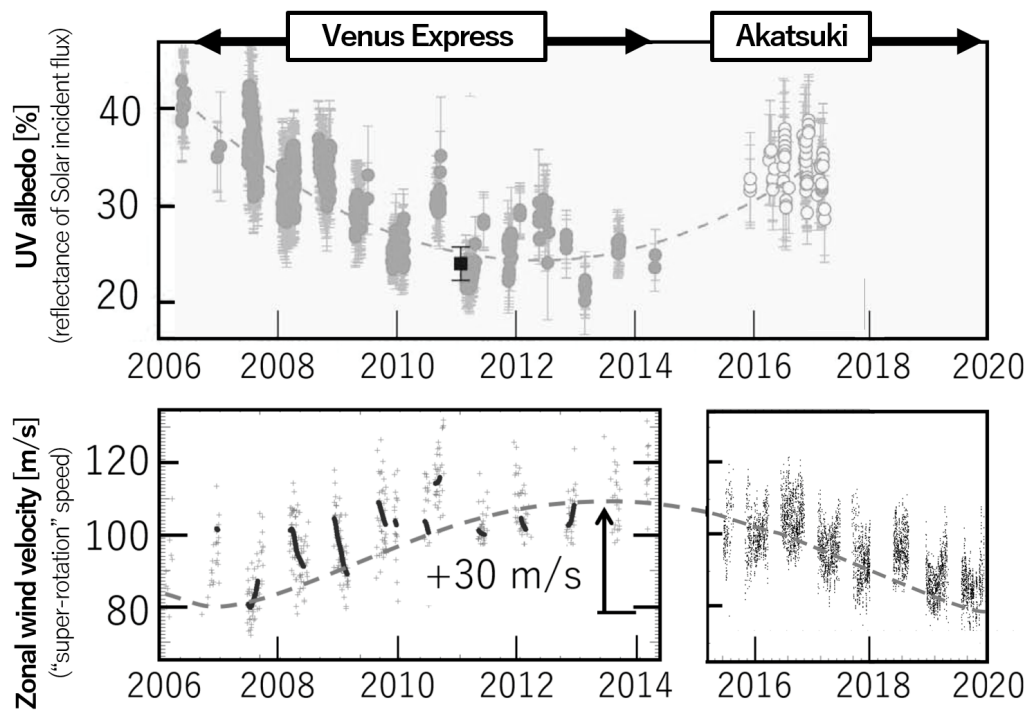


図 6.2: 金星大気構造の長期時間変動. 上図が紫外線でのアルベド (雲層のアルベド) の変化, 下図が雲頂付近での大気スーパーローテーション速度の変化を, 欧州の Venus Express 探査機と日本の「あかつき」探査機の観測データをもとに図示したもの. (図の提供: 今井 正亮氏)

においても, 大阪府立大学 (当時) などが野辺山で運用していた惑星大気監視望遠鏡 SPART による金星上層大気の CO 吸収線の観測では, 太陽活動度の変動との相関が推測されるような CO 吸収線強度の変動が見られている (Maezawa et al., 2018). 金星大気中の CO は CO_2 の光解離で生成し, 化学的寿命が $\sim 10^{10}$ s と長いため, 大気循環のトレーサーとしてもしばしば用いられる (Marcq & Lebonnois, 2013). 大気化学の観点では, CO は $\text{CO} \rightleftharpoons$ 硫化カルボニル (OCS) の化学反応を通して, 金星の雲の材料の一つである二酸化硫黄 (SO_2) の生成・消滅反応にも関与する (e.g., Bierson & Zhang, 2020). 金星大気中の SO_2 は, 雲の生成過程以外にも, SO_2 から分離した硫黄が形成する同素体 (polysulfur, S_n) が雲層における未知の紫外線吸収物質の生成に関わっていると考えられており (e.g., Francés-Monerris et al., 2022), 雲層の紫外アルベドの変動メカニズムを理解する鍵の一つである. これらを踏まえると, CO (およびその他の大気微量成分) をトレーサーとして金星大気循環や大気化学を制約することで, 太陽活動の変動に対する金星大気の応答や紫外アルベド変動の理解に近づけると考えられる.

CO 吸収線スペクトル強度は, CO 存在量のみではなく, 金星上層大気の気温構造にも依存する. SPART では ^{12}CO の $J=(1-0)$ のラインしか観測しておらず, そのスペクトルから CO 存在量を求める際には気温分布を仮定する必要があった. この問題点は, 光学的厚みが異なる別の回転量子数の遷移や, 光学的に薄い同位体 ^{13}CO のラインを同時観測することで解決できる (図 6.3). また, SPART は口径 10 m の単一鏡であり, 115 GHz 帯での観測では金星を空間分解することが出来なかった. 金星上層大気中の CO は金星の昼面側から夜面側にかけて存在量が非一

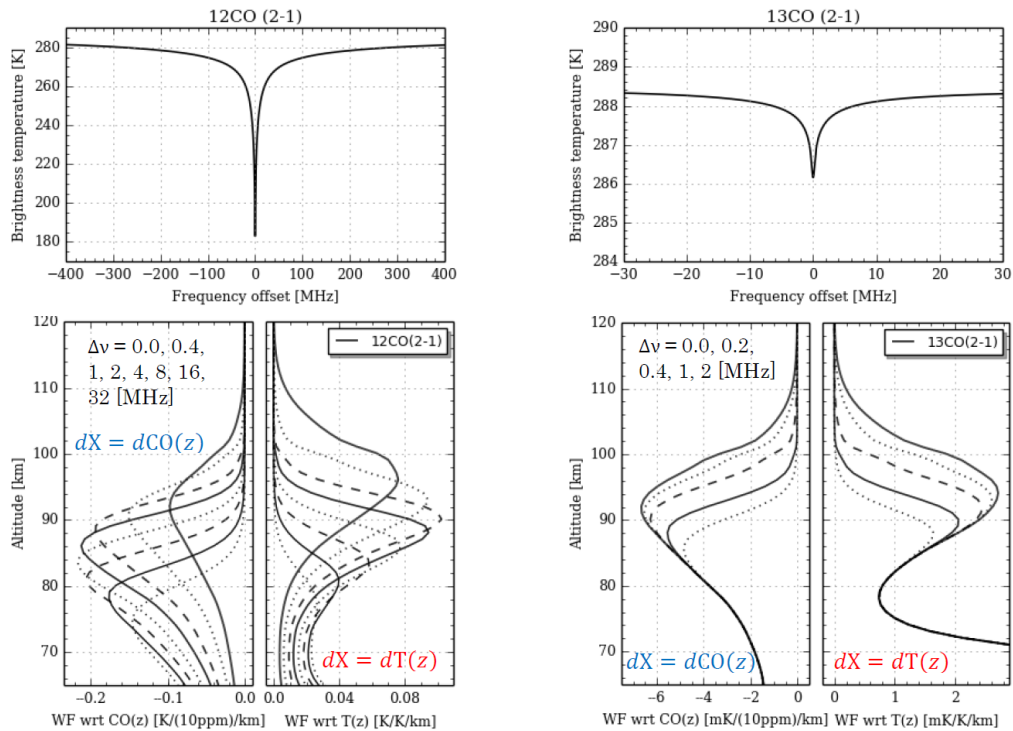


図 6.3: 上図：LST で観測した際に予想される金星大気 ^{12}CO (左図) と ^{13}CO (右図) のサブミリ波帯スペクトル ($J = (2-1)$)。下図： ^{12}CO および ^{13}CO スペクトルから CO 混合比および気温分布を求める際に、各周波数でのサブミリ波放射が金星大気のどの高度に感度を保持しているかを示した図 (荷重関数と呼ばれる)。 ^{12}CO および ^{13}CO 吸収線の中心周波数から $\Delta\nu$ だけ離れた周波数での荷重関数を、それぞれ異なる線種で示している ($\Delta\nu$ の値は図中に示した)。吸収線の中心に近いほど CO の光学的厚みが大きくなるため、より高い高度に感度を持つ。下段の 2 つの図それぞれにおいて、図の左半分が CO 混合比に対する荷重関数であり、右半分は気温分布に対する荷重関数である。CO 混合比と気温分布に対する感度が、 ^{12}CO と ^{13}CO の観測で、それぞれ異なっていることが分かる。

様であることが知られており (e.g., Gurwell et al., 1995; Clancy et al., 2012), より詳細な議論を行うためには、金星を少なくとも数秒角程度の解像度で空間分解 (金星視直径を $\sim 5-10$ 分割以上) できる観測が望まれる。惑星大気の現象は、数 m 規模のマイクロなスケールから数千 km の惑星規模に及ぶマルチスケールの現象が互いにカップルしており、ALMA のような高い空間分解能での観測だけではなく、LST を用いることで実現される空間的に広がった現象の観測的理解も本質的な重要性を持つ。

こうした地上からの金星大気観測は、2030 年代に加速する欧米の金星探査ミッションとの協働という点でも重要である。中でも欧州が進める EnVision ミッション³では、探査機に紫外および近赤外波長領域の高分散分光器 VenSpec が搭載され、金星下層大気から雲層付近の大気微量成分分布を精緻に観測する。しかし、雲層よりも上空の上層大気における大気微量成分の分布を観測する測器は搭載されておらず、LST や ALMA によるサブミリ波帯での連携観測が重要となる。

³https://sci.esa.int/documents/34375/36249/EnVision_YB_final.pdf

6.2.3 惑星大気における突発現象

継続的に監視観測を実施することで見えてくる惑星大気の「平均的な」時間変動に加えて、惑星大気には強い時間変動を伴った「突発的な」現象も存在する。その際たる例は、火星大気における全球的な砂嵐（全球ダストストーム）の発生や、Shoemaker-Levy 第 9 彗星 (SL9) の木星衝突のような微小天体の惑星大気への衝突現象などである。火星の全球ダストストームは、粒径数 μm 程度のダスト（砂塵）が火星地表面から大気中に大量に撒き上げられ、数ヶ月の期間にわたって火星全球を覆う現象である。大気中に撒き上がったダストの太陽光吸収による加熱量増大および日傘効果による太陽光反射率増大により、火星大気や地表面の温度分布が著しく変化することが知られている (Smith et al., 2002; Gurwell et al., 2005)。全球ダストストームは 10 年前後に 1 度程度の頻度で発生している (Montabone et al., 2015) が、その発生メカニズムや火星気象に及ぼす影響は未だ謎が多い。直近では 2018 年に 11 年ぶりに発生し、全球ダストストーム発生時の火星大気を観測する貴重な機会となった。ミリ波・サブミリ波帯では、火星のダストの光学的厚みがほぼゼロとなり、仮に全球ダストストームが生じていたとしても、大気中のダスト層の内部や地表面を観測することができる。これは、ダスト層の上層部分までしか見通せない可視光や赤外線観測との大きな違いであり、ミリ波・サブミリ波帯を用いた火星全球ダストストームの監視観測から、ダストストームが火星気象に及ぼす影響を観測的に制約できることを意味している。2018 年の全球ダストストーム時には、ALMA 望遠鏡のアタカマ・コンパクトアレイ (ACA) を用いた観測が観測所裁量時間 (DDT) 枠の観測として実施されている。そのデータを解析した結果からは、全球ダストストーム最盛期と収束時とで火星地表面の輝度温度が 18% も変化していることが示されている (佐川 英夫 et al., 2019)。惜しむらくは、このような DDT 観測提案は、大規模なダストストームの発達が確認されて以降の観測提案とならざるを得なかったことから、全球ダストストームの発生前の状態を観測することが不可能であった点である。また、この 2018 年の全球ダストストーム発生時は火星が地球に最接近した時期とも重なっており、火星の視直径が最大で $24''$ まで大きくなっている。この空間的大きさは、ACA の干渉計が感度を有する最大空間構造 (MRS) と同程度となっており、干渉計の開口合成観測における空間フィルター効果（広がった空間構造への感度の低下）を無視できない。そのため、一部の期間は ACA でも観測が実施不可能であった。

微小天体の惑星大気への突入に関しては、1994 年の SL9 の木星上層大気への衝突が有名である。この衝突により、CS, CO, HCN といった彗星由来の分子が木星大気の上層に注入されている (e.g., Lellouch et al., 1997; Moreno et al., 2003; Iino et al., 2016)。これらの分子が、SL9 衝突後に木星全体に広がり、数ヶ月から数年といった時間の経過とともに希薄化していく様子も観測されており、木星上層大気での大気循環や渦拡散を定量的に見積もるトレーサーとして利用されている。Benmahi et al. (2020) は、Odin 衛星に搭載されているサブミリ波放射計 SMR (現在は宇宙からの地球大気観測のみに利用されている) が定常的なポインティング較正観測として木星を観測していることを利用し、その較正観測用データを有効に解析することで 2002 年から 2019 年までの 18 年間にも及ぶ木星上層

大気中の H_2O の監視観測を実施している。その結果では 18 年の間に H_2O の輝線強度が 40% 減少していることが示された。この輝線強度の減少を、木星大気中での H_2O の鉛直拡散で説明しようと試みたところ、Benmahi et al. (2020) が用いた 1 次元鉛直渦拡散+大気光化学モデルでは、赤外線望遠鏡で観測されている他の炭化水素分子の鉛直分布と整合的な結論は得られていない。この原因としては、1 次元モデルの適用限界や、大気化学モデルに未だ考慮されていない H_2O 消滅プロセスの存在などが考えられるが、この問題に新たな観測的制約を加えるには H_2O 以外の分子 (CS や CO など) を複数同時に監視観測することが必要となる。

6.2.4 超広帯域分光器による巨大惑星大気の上部対流圏の観測

第 6.2.1 節で述べたように、惑星大気の観測では周波数分解能の高いヘテロダイン受信機がよく利用される。その一方で、周波数分解能は落ちてしまうが、より広い観測周波数帯域を持つ測器も、惑星大気の観測において独自の強みを有する。以下では、LST での搭載が検討されている受信機の一つである超広帯域分光器の惑星大気観測への利用について述べる。超広帯域分光器の例としては、2022 年現在、ASTE 望遠鏡において開発・実証が進められているフィルターバンク型分光計である DESHIMA2.0 が挙げられる。DESHIMA2.0 は 220–440 GHz という長大な周波数帯域にわたって $\Delta\nu = 1$ GHz の周波数分解能で分光スペクトルを取得可能な測器である (Taniguchi et al., 2021a)。この低分散・広帯域分光という特性は、従来はフーリエ変換型分光計 (FTS) によって達成されていたが、DESHIMA は従来の FTS に比して遥かに高い S/N を実現しており、ALMA には備わっていない観測パラメータ空間を実現する測器である。

惑星大気の観測において FTS は 1990 年代に広く用いられていた (e.g., Weisstein & Serabyn, 1994; Encrénaz et al., 1996; Orton et al., 2000)。また、Herschel 宇宙望遠鏡に搭載された SPIRE も FTS 分光器を採用しており、惑星大気の観測成果が得られている (Fletcher et al., 2012; Teanby et al., 2019)。既述した通り、惑星大気の輝線・吸収線幅は大気圧に比例するため、成層圏下部～対流圏といった気圧が相対的に高くなる領域での分子吸収線は一般的なヘテロダイン分光計の周波数帯域を超える線幅となる。例えば、木星など巨大惑星の大気主成分である H_2 大気中での CO ($J = 3-2$) の圧力広がり係数は ~ 6 MHz/Torr (Mengel et al., 2000) であり、対流圏上部 (~ 1 気圧⁴程度) では $\sim 4-5$ GHz の線幅を形成する。こうした極めて幅が広い吸収線形状の観測において、DESHIMA2.0 のような測器は重要な役割を果たす。

巨大惑星大気の上部対流圏の吸収線として観測実績があるのは、木星・土星のホスフィン (PH_3) の $J = (1-0)$, $(3-2)$ である (Weisstein & Serabyn, 1996)。特に、それぞれ $\sim 40''$, $20''$ という木星・土星の視直径は、(1) LST によって一定程度の空間分解が可能であり、(2) ALMA が感度持つ最大の空間的広がりを超えている (第 6.2.5 節を参照) という、LST での観測に大きな期待が寄せられる絶妙なパラメータ空間にある。木星・土星の帯状構造は対

⁴1 気圧 = 760 Torr

流圏上部における大規模な子午面循環の構造も反映していると考えられている。DESHIMA2.0の周波数帯域に入る $\text{PH}_3(J=1-0)$ の吸収線形状からその鉛直分布の緯度方向の構造、すなわち3次元分布を計測することにより、子午面循環セルの構造を観測的に制約することも可能となるであろう。これは惑星気象学における重要な情報であり、巨大ガス惑星の大気力学の理解を大きく前進させるものである。

6.2.5 大口径単一鏡の必要性

前述した惑星大気の継続的な観測は、厳密な duplication policy が定義されている ALMA では計画しにくいことは既に述べた。また、干渉計では空間的にある程度一様に広がった輝度分布構造に対する感度が無く、太陽系内の惑星のような数10秒角に広がる面光源にとっては致命的な問題となる。ALMAの中でも最もコンパクトなアンテナ配列であるACAを用いたとしても、345 GHz帯の観測では20"前後よりも広がった構造は完全には再現できない。大気循環の構造や化学的寿命の短い大気微量成分の空間分布を把握するためには、惑星上で様々な空間周波数成分の観測が不可欠であり、これらの情報を干渉計の開口合成観測から忠実に再現することは困難である。なお、惑星全球平均の輝度温度などの測定であれば、干渉計観測で得られる各空間周波数での複素相互相関関数(ビジビリティ)に対して、ディスク状の輝度分布を仮定したモデルをフィットすることで全球平均のフラックス密度を推定することも可能である(Butler & Bastian, 1999)。

単一鏡型電波望遠鏡での観測は、こうした空間フィルター効果を心配する必要がなく、空間分解能・感度が従来のもものよりも大きく改善されるLSTは、惑星大気観測において非常に強力な武器となる。LSTを用いた太陽系惑星大気の監視観測が実現されれば、ALMAによる高解像度のスナップショットと相補的な観測成果も期待される。さらに、地上からの長期的な監視観測は、将来の惑星探査ミッションとの連携という意味でも重要である。LSTが運用される2030年代以降には、金星や火星の詳細探査のみならず、海王星・天王星の巨大氷惑星への探査も現実的なものとなる(Fletcher et al., 2020)。太陽放射エネルギーの入力が微弱な巨大氷惑星の大気にどういった大気現象が駆動されているのかを理解することは惑星大気研究の大目標の一つである。LSTにより、全球平均ではあるが、探査機の限られた運用期間(数年間)の前後をカバーする観測的知見を得ることは、その科学目標達成に大きく貢献するであろう。NASAがボイジャー探査機による惑星探査ミッションをサポートするために口径3 mの赤外線望遠鏡IRTFをマウナケア山頂に設置してから40年以上が経つが、IRTFは現在においても太陽系観測の第一線で活躍中であり、数多くの成果を出し続けている。LSTにも惑星探査ミッションとの効果的な連携により、IRTF同様に新規科学成果の継続的な創出を期待したい。

6.3 彗星の高頻度・高感度分光観測による原始太陽系環境の解明

6.3.1 LST の高空間分解能観測がもたらす、高精度・高効率分光観測

彗星は多種多様かつ始原的な有機分子群を保持しており、その微量成分組成比や同位体比の観測は太陽系進化過程を考えるうえで非常に重要な手がかりを与える。既存の口径 10 m クラスの単一鏡型電波望遠鏡よりも高い空間分解能を持つ LST での観測は、観測効率・検出感度の向上を実現することができ、多様な分子輝線・同位体輝線の観測が可能になると期待できる。

周波数 345 GHz で 5'' という LST の空間分解能は、彗星コマの分光観測において高い効率を実現する。ALMA の高空間分解能観測から、近年の 2 種の彗星における連続波と分子ガスの分布が得られている (Cordiner et al., 2014)。これによると、同径方向に平均化した連続波強度がピークの半値となる距離は、彗星 C/2012 F6(Lemmon) および C/2012(ISON) においてそれぞれ 600 および 200 km 程度であった。ガスの分布はより系統的に広がっており、双方の彗星で検出されている H_2CO 分子の半値距離はそれぞれ 1400 および 300 km 程度である。なお、観測時の両彗星の日心距離はそれぞれ 1.47 および 0.54AU であり、C/2012(Lemmon) は C/2012(ISON) に比して広がった構造を持つ天体であったことが示されている。

彗星の地心距離が 1AU であるとき、5'' の離角は 3626 km に相当する。そのため、1AU という典型的な地心距離において、LST は上記の両彗星のコマ全体を観測することになる。これはすなわち、分子ガスおよび連続波の空間分布ではなく、コマ全体の組成・同位体比の観測に適していることを意味しており、より高空間分解能での観測が可能な ALMA とは相補的なものと言える。

口径 10 m 程度の既存のサブミリ波電波望遠鏡の 345GHz における空間分解能は 22'' 程度であるが、視直径で 1~数秒角程度の彗星コマの観測時には観測効率が大きく低下する。彗星コマの分布を直径 1'' の一様な円盤と仮定し、半値幅 5'' および 22'' のガウシアンビームで観測したとき、観測される天体の電波強度は、実際の強度の 2.7 および 0.14% まで低下する。既存望遠鏡がこの 20 倍の強度比を埋めて LST と同等の感度のデータを得るためには 400 倍もの積分時間が必要であり、空間分解能より小さい天体の観測時には LST が既存望遠鏡に対して圧倒的な優位を発揮することが分かる。このように、LST の空間分解能は彗星コマ組成の観測において既存望遠鏡からのブレイクスルーをもたらし、同時に ALMA との高い相補性を発揮するものである。

6.3.2 ラインサーベイ観測による微量分子組成比の導出

分子輝線の網羅的な観測においては、広帯域のヘテロダイン分光によるラインサーベイ観測が重要となる。これにより、新たな有機分子の検出や、多様な組み合わせでの化学組成比の決定が可能になり、原始惑星系円盤・星間ガスとの比較を通じ、太陽系の形成・進化過程の物理・化学パラメータに制限をつけることができると考えられる。同

様の観測は大型の核を持つ彗星である C/1995 O1(Hale-Bopp) において大規模になされている。1990 年代中盤に利用可能であったミリ波・サブミリ波の観測機器群を総動員し、 SO_2 , HC_3N , NH_2CHO , HCOOH , HCOOCH_3 といった分子種が初めて検出された。さらに、他の複数の彗星からも普遍的に観測されている主要な微量分子である HCN , CH_3OH に対する組成比を星形成領域と比較する試みが行われ、いわゆるホットコリノとの類似性が示唆された (e.g. Bockeleee-Morvan (2000)). 加えて、これまでに決定されてきた化学組成比は実に多様であり、より微量な分子ほど組成比にばらつきがあることが示唆されている (e.g. Dello Russo et al. (2016), Bockelée-Morvan et al. (2004)). これは彗星の形成領域・形成時期の多様性を示すものであり、原始太陽系星雲の化学環境・進化プロセスを描き出すには、同様の観測によりサンプルを増やすことが重要である。C/1995 O1 の観測時と 2030 年代とを比較すると、広帯域ヘテロダイン分光技術の飛躍的な革新が期待できる。上述の C/1995 O1 で初検出がなされた分子群をはじめ、星間空間で分子雲の進化状態の制約に用いられるような微量分子群 (e.g. HC_3N , HNC , SO , SO_2 ...) の存在量比を高効率で実現することがブレイクスルーをもたらす。さらに、限定された観測機会を最大限に活用し、太陽系外天体について行われているような周波数方向に無バイアスかつ深いラインサーベイを行うことで、アミノ酸の前駆体をはじめとする複雑な分子群の検出も狙うことができると考えられる。すでに ALMA や 45m 望遠鏡等でも実現されている、数 GHz を超えるような分光計を複数並べるラインサーベイ観測は、たかだか数百 MHz の分光計帯域しか持たなかった C/1995 O1 到来時の電波望遠鏡にはなし得なかった革新的な観測手法である。

6.3.3 高空間分解能を活かしたコマ内化学反応プロセスの解明と、光赤外観測とのシナジー

コマにおける化学反応プロセスの理解には、微量分子の空間分布の導出が重要である。彗星核から放出された分子ガスは太陽紫外線により即座に光解離し、また近傍のガスと反応するため、コマの組成は必ずしも核の組成と一致しないという問題がある。たとえば ALMA を用いた C/2012 F6(Lemmon) の観測では (Cordiner et al., 2014), HNC 分子の輝線強度ピークがリング状に存在していることが示され、他の窒素化合物の光解離生成分子である可能性が示唆された。LST の高い空間分解能は、今後も同様の空間分布観測を可能にすると期待できる。また、コマ内化学反応プロセスの理解には他波長観測データと組み合わせた理論モデル構築も重要である。特に、コマの主要成分のうち、 CO_2 , CH_4 , O_2 といった対称構造を持つ分子は、同位体を除けばサブミリ波に遷移を持たない。そのため、紫外から光赤外に至る幅広い波長域の望遠鏡との同時分光観測が可能となる。

6.3.4 彗星同位体比導出による原始太陽系環境の解明

同位体比もまた太陽系の形成過程の解明において重要なパラメータである。現在提唱されている原始惑星系円盤と分子雲内での化学ネットワークモデルによると、同位体比が分子種の形成環境温度の良い指標であること、その値が彗星に引き継がれて現在に至るまで保持されていることは重要である。彗星の形成過程は一様ではないと考え

られるため、観測機会を増やし、サンプル数を増やして統計的解析を行うことも重要である。LST の実現する高い空間分解能は、次節で述べるタイムドメイン観測を可能にする運用と合わせ、観測サンプル数を劇的に増加させることが期待される。

太陽系内で濃集を起こしていることが知られる代表的な同位体比は D/H や $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ である。特に、彗星における HCN と H_2O における D/H の同時観測は、彗星形成時の温度環境の制約を可能にするが、特に DCN の輝線強度が微弱であることから、成功事例は C/1995 O1 における DCN($J=5-4$) のみである (Meier et al., 1998)。また、太陽系内天体における $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ は、太陽・ガス惑星と彗星とで 2 つのグループを形成することが知られている。観測対象の彗星を増やすことで、彗星における $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ の値を押さえていくことは重要である。従来のミリ波・サブミリ波同位体比観測はガスリッチな彗星を中心に行われてきたが、LST の高感度・高頻度観測によるサンプル数の増大が強く期待されている。

彗星における同位体比のリファレンスとして重要な事例であるのが、Rosetta 探査機による 67P のその場観測である。それ以前にはほとんど観測事例のなかった $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ について、Rosetta は 8 種もの分子における値の測定に成功し、その中心値の分散が大きく、250 から 500 程度にばらつくこと、系統的に地球・太陽系の値と同程度かそれ以下であることを示した (Altwegg et al., 2020)。 ^{18}O の濃集は低温環境における同位体交換反応によって生じると考えられ、67P の起源が原始太陽系星雲外縁の低温領域もしくは分子雲にあることが示唆された。

$^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ は、C/1995 O1 以後、いくつかの彗星においてミリ波で観測値の蓄積がされてきた同位体比である。ガスリッチな彗星であった C/2012 F6 (Lemmon) と C/2014 Q2 (Lovejoy) が相次いで観測された際、地上ミリ波望遠鏡群が系統的に同位体比の観測を行っている (Biver et al., 2016)。また、C/1995 O1 や 67P においても $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ の観測が行われており、特に C/1995 O1 においては CS 分子における $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ が H_2S の値よりも 50% 以上高いという結果が得られている (Jewitt, 1997; Crovisier et al., 2004)。

$^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ や $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ といった同位体比は、ガスリッチな彗星の到来を待たなければ測定サンプルを蓄積することができず、実際 2000 年代に入ってから観測事例はごく少数しかないことが実情である。大口径単一鏡望遠鏡の実用化による観測機会の増大は真に待たれており、次節に示すようなタイムドメイン観測を可能にする運用と組み合わせることで、星間化学と融合した太陽系形成科学の発展を目指すことが重要である。

6.3.5 彗星のタイムドメイン観測の重要性

前節まで示した彗星中の「多様な分子組成比の測定」と「同位体比のサンプル数の拡大」を実現するには、LST の大口径・高空間分解能というフロントエンド、広帯域ヘテロダイナミック分光を実現するバックエンドに加えて、運用上の工夫が重要である。彗星からのガス放出は定常的ではなく、突発的な大規模物質放出イベント（アウトバースト）が見られることがある。アウトバースト時には微量分子および同位体比の絶好の観測好機となり、2007 年に発

生した 17P/Holmes のアウトバースト時には、HCN(1-0) の禁制遷移の強度が 3 日間で約 8 倍となり、また窒素をはじめとする同位体比の観測もミリ波帯で可能となった (Bockelée-Morvan et al., 2008). 可視光での光度はわずか 1.7 日の間に 17 等級から 2.5 等級まで上昇している. 3 週間程度で 3 等級程度まで下降し、その後 7 週間ほどは定常状態にあった. アウトバーストのメカニズム自体も未だ未解明である. 核の崩壊や揮発性物質の急激な気化が原因と考えられているが、高精細・高時間分解能の観測が重要である.

彗星の光度は世界各地でモニタリングされており、たとえばアリゾナ大学の MMTO 全天カメラは 17P/Holmes の増光を詳細にレポートすることに成功した. これらモニタリングシステムからのアラートを受けたのち、数日〜一週間という短期間内に、彗星における典型的な分子種・同位体比を ToO (Target of Opportunity) 観測する運用体制の構築が求められる. さらに、組成およびコマ内の化学反応プロセスの理解のために重要な光赤外の望遠鏡群との同時観測の実現においても、フレキシブルな観測時間割当が重要である. このように、彗星という time dependent な観測対象の科学成果の最大化において、柔軟かつ大規模な観測時間の短期間での割当が不可欠であることは強調しておきたい. なお、近日点に近い彗星は太陽離角が小さい場合が多いため、鏡面変形やポインティング精度の確認も必要となる.

このような技術面・運用面の課題をクリアすることで、LST が 21 世紀中盤の太陽系科学の発展に大きな貢献をもたらすことが強く期待される.

謝辞

本章の執筆にあたって、河北秀世氏（京都産業大学）および中川広務氏（東北大学）に専門的な見地からコメントを頂きました. また、小林仁美氏（京都虹工房）には細部まで大変多くのコメント・編集提案をいただきました. また、2022 年 2 月に実施したワークショップでは、大気科学から星間化学まで幅広い分野の研究者の方にご議論を頂き、貴重な機会となりました. お力添えを頂いた皆様に、この場を借りて御礼申し上げます.

第7章 星間化学

7.1 この分野の現状と LST への期待

この章では、星間化学分野のサイエンスケースを扱う。すなわち、星間空間における化学現象の理解を通じた星間分子の生成・進化に関する研究や、原子・分子の化学的性質や分光学的性質をプローブとして用いた星・惑星形成過程や銀河の星形成史に関する研究などである。星形成領域や晩期型星の星周環境を含む星間空間では、これまでに 300 種類以上の星間分子が発見されており、その数は年々増え続けている。この中には、水や大型の有機分子など生命の材料となりうる物質の生成を議論するうえで重要な分子種も含まれている (e.g., [Jørgensen et al., 2020](#); [Öberg & Bergin, 2021](#))。地球上と比べて遥かに希薄な星間空間における物質の化学的複雑性・多様性の形成過程の理解は、宇宙における物質の進化史の理解と密接に関わっており、現代天文学における重要課題の一つといえる。

アルマ望遠鏡の登場以降、当該分野の研究は大幅な進展を見せている。太陽系近傍の小質量星形成領域では、原始星に付随する星間分子 (大型の有機分子を含む) の観測が円盤スケールで多数の天体に対して行われるようになり、惑星形成領域における分子ガスの化学組成が明らかになりつつある (e.g., [Lee et al., 2019a](#); [Jørgensen et al., 2020](#); [Öberg et al., 2021](#); [Yang et al., 2021c](#))。これにより、単一鏡観測により分子雲コアスケールで見えていた天体ごとの化学組成の個性が、円盤形成領域の組成と関連付けて議論されはじめた。また、様々な温度・密度・輻射環境をトレースする分子種をプローブとして用いた観測により、原始星近傍の遠心力バリアの様子が明らかになり、原始星エンベロープから円盤への物質輸送・角運動量輸送の問題に迫る研究が行われている (e.g., [Sakai et al., 2014](#); [Oya et al., 2016](#); [Imai et al., 2016](#); [Oya & Yamamoto, 2020](#))。一連の研究により、星・惑星形成の途上にある天体の化学的多様性が見えてきたものの、それらの多様性を支配する要因は未だ謎に包まれている。謎を解く鍵の一つとして、星・惑星形成の環境的要因が有力であると考えられているが、これを探るためには原始惑星系円盤を取り巻く周囲の環境を様々なトレーサー分子を用いて、多角的に診断する必要がある。そのような観測研究の実現には、既存の望遠鏡群の性能を凌駕する広視野・高感度・広帯域および一定の空間分解能を備えた単一鏡が不可欠である。

大質量星形成領域においても新たな観測的進展がもたらされている。大質量原始星に付随するホットコア領域は、星間水の昇華に伴い大型有機分子を含む多種多様な分子種が検出されることから、長らく星間化学分野にお

いて重要な研究対象となってきた (e.g., [van Dishoeck & Blake, 1998](#)). 装置の高解像度化は、ホットコア領域のさらに内側の分子ガス組成を明らかにしつつある. 大質量原始星からの強い輻射を受けて原始星のごく近傍でダストが昇華することにより出現するホットディスク領域が複数の天体で見つかり、ダストを構成する物質の組成を探る新たなツールとして研究が行われはじめている (e.g., [Tanaka et al., 2020a](#)). しかし、そのようなホットディスク領域が見つかった天体は未だ非常に少ない. また、大質量星は一般的にクラスターとして形成されることが多いが、輻射やアウトフローなどを通して莫大なエネルギーを周囲に放出する大質量原始星が、周囲の低質量原始星の化学組成に与える影響についても研究が行われはじめた. このようなプロセスの理解は、星形成のフィードバックと物質進化の関連を探る上で重要であるものの、効率的な観測のためには広視野・高感度・広帯域および一定の空間分解能を備えた単一鏡が必要となる.

装置の高感度化・高解像度化により、より遠方の原始星にも星間化学研究が広がりつつある. マゼラン雲や銀河系外縁部と行った遠方の領域においても、分子雲コアスケールの観測が可能になり、原始星に付随する星間分子を探る上で有用なホットコア天体が新たに続々と発見されつつある (e.g., [Shimonishi et al., 2016b, 2020, 2021, 2023](#)). これにより、太陽系近傍とは異なる環境、とりわけ異なる金属量環境における星間分子の化学進化が議論されはじめた. しかし、これらの領域は太陽系近傍の星形成領域に比べて大きく情報が不足しており、詳細な化学分析を行うための天体サンプルは現状では十分とは言えない. 問題の解決には、広視野・高感度の電波望遠鏡による高密度ガスおよび高励起分子輝線のサーベイ観測が極めて有効である.

近傍銀河においても、銀河中心核領域を対象としたアルマによる高空間分解能観測により、様々な分子種が検出されはじめた. ALCHEMI プロジェクトでは、スターバースト銀河の中心領域に対しミリ波・サブミリ波域における広帯域のスペクトルラインサーベイを行い、極限的環境の物理・化学的特徴を診断する様々な星間分子の研究が行われている ([Martín et al., 2021a](#)). 一方、銀河全面にわたり星間分子を用いた環境診断を行うためには、系外銀河の広範な領域に対する分光・撮像サーベイ、および比較対象データとして系内の分子雲に対する広域マッピング観測の情報が必要となる. このような観測を効率的に実施するためには、大集光力・広視野・広帯域を備えた単一鏡が不可欠である.

アルマ時代においても、単一鏡による広帯域の高感度観測は星間化学分野にとって、依然として強力な手段であることが示されている. IRAM 30m 鏡による ASAI プロジェクト (e.g., [Lefloch et al., 2018](#)) では、TMC-1 などの近傍の星形成領域に対して、極めて深くかつ広帯域のラインサーベイをミリ波・サブミリ波域で行い、大型有機分子・炭素鎖分子・分子イオンなどを含む新たな星間分子の検出が続々と報告されている. また、Yebes 40m 鏡による QUIJOTE プロジェクト (e.g., [Cernicharo et al., 2021](#)) や、GBT 100m 鏡による GOTHAM, PRIMOS プロジェクト (e.g., [McGuire et al., 2021](#)) などでは、低周波数域 (1–50 GHz) における広帯域・高感度ラインサーベイを近傍の分子雲や銀河中心方向に対して行っている. ここでは、低周波数域におけるライン・コンフュージョンの少なさを活かし、新たな大型有機分子や未同定赤外バンドのキャリアとして有力な PAH (polycyclic aromatic hydrocarbon,

多環芳香族炭化水素) の一種であるベンゼン環を有する分子の発見などが報告されている (e.g., McGuire, 2018). 一方, 高周波数領域における同様の大規模なスペクトルラインサーベイは星間化学研究に新たな展開をもたらすことが期待されるものの, 既存の望遠鏡の観測能力の制約から現状ではそのような観測は極めて限られている.

LST のもたらす広視野・高感度・広帯域の単一鏡サブミリ波観測能力は, 星間化学分野の現状の研究に大幅な進展をもたらすことが期待される. 近傍の星形成領域においては, 原始星近傍に付随するガスと周囲を取り巻くガスが広範囲にわたり同時観測され, 分子雲スケールからエンベロップスケールまでの化学進化が均一かつ統計的なデータに基づき明らかになることが期待される. 原始星の化学組成に見られる天体ごとの個性 (多様性) の形成要因を理解するためには, その天体を取り巻く周囲の環境の特徴も同時に理解する必要がある. 広視野・高感度・広帯域観測は極めて有効といえる. また, 特定の領域に対する長時間積分により, 星間化学的に重要であるもののこれまで検出が難しかった分子種の検出も期待される. 大質量形成領域においては, 巨大分子雲スケールの組成と分子雲コアスケールの組成が同時に観測され, 大質量原始星が周囲の領域の化学進化にもたらす影響が広範囲にわたって明らかになることが期待される. これらのデータは系外銀河の分子輝線データを解釈する上でも有用なテンプレートとなるであろう. マゼラン雲や銀河系外縁部などでは, LST の強力なサーベイ能力により, 高密度・高温ガスが付随する天体が新たに多数見つかることが期待される. LST により供給される良質なターゲットは, アルマをはじめとした高空間分解能の装置での観測提案へとつながるであろう.











高周波数域における高感度・広帯域ラインサーベイも星間化学における新たな発見へとつながることが期待される. 高周波域では, 暖かいガスからの高励起の輝線や, 回転定数の大きな小型の分子・イオン・ラジカル, または原子ガスなどからの輝線がカバーされる. これらの特徴により, 原始星近傍の高温領域, 希薄な原子・分子ガス雲, 強い輻射場にさらされた領域といった環境下にある星間分子の研究に新たな進展をもたらすことが期待される. また, 広視野の天体サーベイ・広帯域のラインサーベイともに, 無バイアスな観測に基づく予期せぬ天体・現象・分子種の発見にも大いに期待したい.

さらに, 原始星天体の化学組成・電離率¹の時間変動現象についても, LST での高頻度観測を通じ研究の進展が期待されるサイエンスケースである. 活発なフレア活動や質量降着率の変動を示す原始星天体に対して, 光度・X 線モニター観測と LST での有機分子輝線・イオン分子輝線のモニター観測を同時に行なう. これにより, 質量降着や原始星フレアといった現象が円盤・エンベロップスケールの化学組成・電離率に与える影響の議論ができると期待される.

以上の背景を踏まえ, この章では LST により期待される星間化学分野の様々なサイエンスケースについてまとめる.

¹本章に散見される, 電離率と電離度は同義である.

表 7.1: 班員構成, 担当

氏名	所属	主な担当節
相川 祐理	東京大学	話題提供
泉 奈都子 	ASIAA	第 7.2.8 節
坂井 南美 	理化学研究所	話題提供
下西 隆 	新潟大学	第 7.1, 7.2.9, 7.2.10 および 7.3 節, 班長
田中 圭 	コロラド大学	第 7.2.5 節
谷口 琴美 	国立天文台	第 7.2.4 節
西村 優里 	東京大学/国立天文台	第 7.2.6, 7.2.11 節
野津 翔太 	理化学研究所	第 7.1, 7.2.2 および 7.2.3 節
野村 英子 	国立天文台	第 7.2.7 節
古家 健次 	国立天文台	第 7.2.1 節
渡邊 祥正 	芝浦工業大学	第 7.2.12 節

7.2 個別サイエンスケースの詳細

7.2.1 分子雲におけるミッシングエレメントの探査

「炭素, 窒素, 酸素などの各元素がどのような化学的形態 (原子あるいは分子, 中性あるいはイオン, 気相あるいは固相) で主に存在するのか」は宇宙における物質科学の最も基本的かつ重要な情報である. 主に電波によるガスの観測, 可視光及び赤外線による固体 (ダスト及び氷) の観測, 理論モデルによって, 星形成領域における酸素・炭素・窒素の主要存在形態が明らかにされてきた. 図 7.1 に星形成領域における酸素・炭素・窒素の主要存在形態とそれらに含まれる元素の割合を示す (Öberg & Bergin, 2021). ダスト (シリケート, 炭素質ダスト (グラファイトなど), 不揮発性の有機物), ガス分子 (CO), 氷 (H_2O , CO_2 , CO , NH_3) が主要な元素の担い手であることが分かる. 特に炭素・窒素については, これまでの観測で同定された物質の存在量を全て足し合わせても, 星間空間における元素存在量より小さい. 未同定の酸素の担い手に関しては, $1\ \mu\text{m}$ 以上の氷をまとったダストが分子雲にすでに存在している可能性や酸素を含む固体有機分子の存在が提案されている (e.g., Whittet, 2010; Schmalzl et al., 2014a). 窒素に関しては, その大部分は担い手が分かっていないが, 窒素同位体比の観測からは N_2 である可能性が示唆されている (Furuya et al., 2018). しかし, N_2 の観測の困難さから直接的な実証は容易でない.

炭素, 窒素, 酸素に加えて, 硫黄及びリンは地球上の生命の起源とも関連する重要な元素である. しかし, 星形成領域・惑星形成領域における硫黄・リンの主要存在形態については, ほとんど分かっていない. LST の高感度, 広視野, 広い観測波長域を活用した, 硫黄系分子およびリン系分子のマッピング観測により, 気相に存在する硫黄・リンの総量と主要存在形態に制限を付けられると考えられる. 以下で, 硫黄とリンに関して現状の理解と LST への期待を述べる.

硫黄 (S)

分子雲よりも希薄で水素原子を主成分とする diffuse cloud の吸収線観測 (光源は背景星) によると、硫黄の大部分は気相中に原子イオンとして存在する (Jenkins, 2009). なお、鉄やマグネシウムなどの難揮発性元素はすでにダスト中に存在する. 一方、分子雲コアでは CS や H_2S など硫黄を含む気相分子の電波観測が精力的に行われてきた結果、観測と反応ネットワークモデルとの比較により、硫黄全体のうち 1 % 程度のみがガス中に存在すると考えられている. すなわち、diffuse cloud から分子雲、分子雲コアへと密度が増大するにしたがって、硫黄がダストに吸着し、ガスから失われていると考えられる. しかし、赤外線による氷の観測で検出されている硫黄系分子は OCS のみであり、その存在量も硫黄の全体量と比較して少ない (数 % 程度; e.g., Boogert et al., 2015b). また原始星形成領域の中心星近傍の高温領域 (大部分の氷が昇華する 100 K 以上の領域) やショック領域の観測でも硫黄系分子の総量は硫黄の全体量の 10 % 程度である (e.g., Wakelam et al., 2004; Anderson et al., 2013). 以上のように、分子雲以降の進化段階における硫黄の存在形態については 90 % 以上が未同定となっており、星形成の進化段階においていつ・どのように硫黄が気相から失われるかは Sulfur depletion problem と呼ばれる長年の謎になっている.

分子雲における硫黄の主要存在形態としては、反応ネットワークモデルを基に H_2S 氷 (と HS 氷) が有力な候補として考えられてきた (e.g., Garrod et al., 2007). しかし、 H_2S 氷が星形成領域の赤外線観測で検出されないことがこの説の弱点となっていた. 近年、分子雲において気相中の S^+ イオンがダスト表面に吸着することで H_2S を経由せずに硫黄鎖分子を生成するモデルも提案されている (Cazaux et al., 2022). 一方、宇宙線により H_2S 氷が硫黄鎖分子 (S_8) などのより複雑なものへと変化した可能性が実験と理論モデルを基に提案されている (Shingledecker et al., 2020). 前者は硫黄が主に S^+ イオンとして存在する環境で、後者は主に S 原子として存在する環境 (より A_V

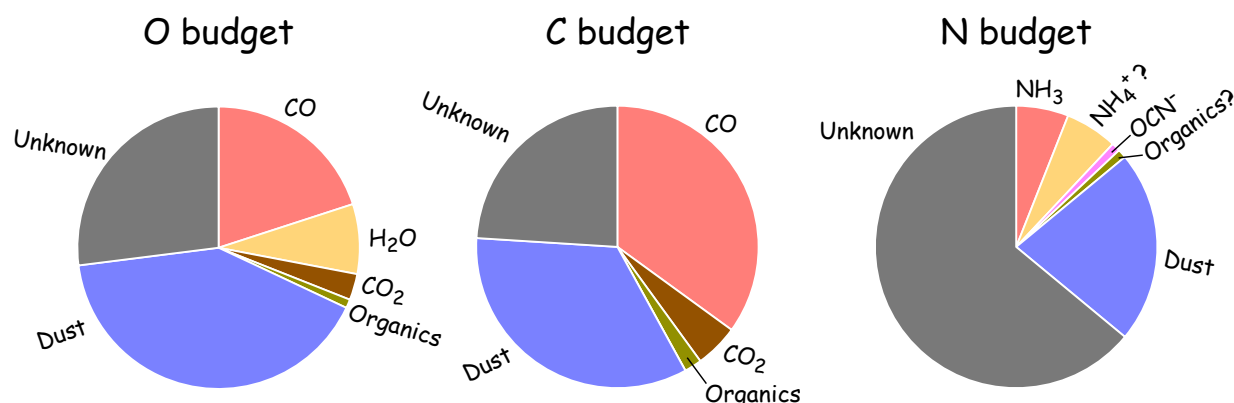


図 7.1: 星形成領域における酸素・炭素・窒素の存在形態と存在割合. 円グラフの 100 % が星間空間における各元素の存在量に対応する. 灰色部はこれまでの観測で検出・同定できていない (ミッシング) 物質に含まれる元素量に対応する. Boogert et al. (2015a), McClure et al. (2023), Kimura et al. (2020), 及び Asplund et al. (2021) のデータをもとに作成.

の高い環境)で効果的なため、両者は排他的ではないが、どちらがより効率的かによって硫黄のガスからの枯渇のタイミングが決まると考えられる。硫黄の気相存在量はガスの電離度や水素分子のオルソ・パラ比の進化(分子の重水素濃縮度に影響する)に大きな影響を与えることが理論モデルから示されており(e.g., [Furuya et al., 2015b](#)), 硫黄の気相存在量の A_V 依存性の理解は、その他の分子の存在量の A_V 依存性の理解においても重要である。

LST の観測波長域では、硫黄系分子として H_2S , CS , HCS^+ , SO , H_2CS , OCS などが観測可能である。LST の高感度・広視野を活かして、分子雲の硫黄系分子をマッピング観測することで、硫黄系分子存在量の A_V 依存性を明らかにできる。LST で観測可能な気相中の硫黄系分子は硫黄の主要な担い手ではないが、観測結果と反応ネットワークモデルを比較することで、気相中の硫黄存在量の A_V 依存性(=気相中の硫黄の枯渇の程度とタイミング)を制限できる。硫黄系分子の化学反応ネットワークモデルは発展途上ではあるが、近年、関連する実験や量子化学計算が精力的に進められている([Fuentes et al., 2017](#); [Oba et al., 2018](#); [Laas & Caselli, 2019](#); [Furuya et al., 2022](#))。また、個々の硫黄系分子に着目するのではなく、観測可能な硫黄系分子の総量に着目することでモデルによる解釈の不定性を抑えることができる。

リン (P)

リンの宇宙における元素存在量は他の元素に比べ特段大きいわけではないが、(地球の)生命にとって必須元素の一つである。生命を構成する炭素、酸素、窒素、水素は元素存在量が極めて大きいため、生命がこれらを用いるのは自然である。そのため、なぜリンが生命にとって必須元素となったのかが大きな謎になっている。その謎に迫る天文学的アプローチとして、星・惑星形成領域におけるリンの主要存在形態の解明は重要な課題である。

Diffuse cloud の吸収線観測によると、リンの 70 %程度はすでに固体(ダスト)中に存在し、残りの 30 %程度が気相中に原子(イオン)として存在する([Jenkins, 2009](#))。これまで星形成領域において、リンを含む固体物質の検出例はない。実験や反応ネットワークモデルからは、ダスト表面上で P 原子に水素が付加して生成される PH_3 が揮発性リン(diffuse cloud でダストに取り込まれていない 30 %分)の存在形態として重要と考えられている。また、分子雲や原始星形成領域のリンに関する電波観測研究は端緒についたばかりであり、原始星アウトフローによるショック領域で PN, PO の 2 種が検出されたのみである。ショック領域で気相中に放出された PH_3 を材料に、気相中での化学反応により PN, PO が生成されたと考えられている(e.g., [Charnley & Millar, 1994](#); [Aota & Aikawa, 2012](#))。

以上のように PH_3 はリンの化学において中心的な役割を果たすと考えられているが、これまで分子雲における検出例はない。 PH_3 は、ダスト表面上で生成される際にその一部が化学反応熱により気相中に放出される(反応性脱離)ことが実験で示されている([Nguyen et al., 2020](#))。したがって、分子雲などの低温度環境であっても反応性脱離起源の PH_3 が気相中に存在すると考えられている。LST の高感度・広視野を活かして、分子雲において 270

GHz 帯の PH_3 $J = 1 - 0$ (さらに PN, PO) をマッピング観測することで、揮発性リンの存在形態に観測的制限を与えることが可能である。

7.2.2 小質量原始星エンベロープの化学的多様性と時間変動

有機分子及び炭素鎖分子などの分子輝線サーベイ

原始星の形成に伴う化学進化過程を理解することは、後に形成される惑星系の物質的環境に迫る上でも重要である (Öberg & Bergin, 2021). 化学モデル計算 (e.g., Eistrup et al., 2016; Notsu et al., 2021b) によると、分子雲からエンベロープに至る段階の化学進化が、その後の原始惑星系円盤内の化学進化の結果にも大きく影響を与えることが示唆されている。

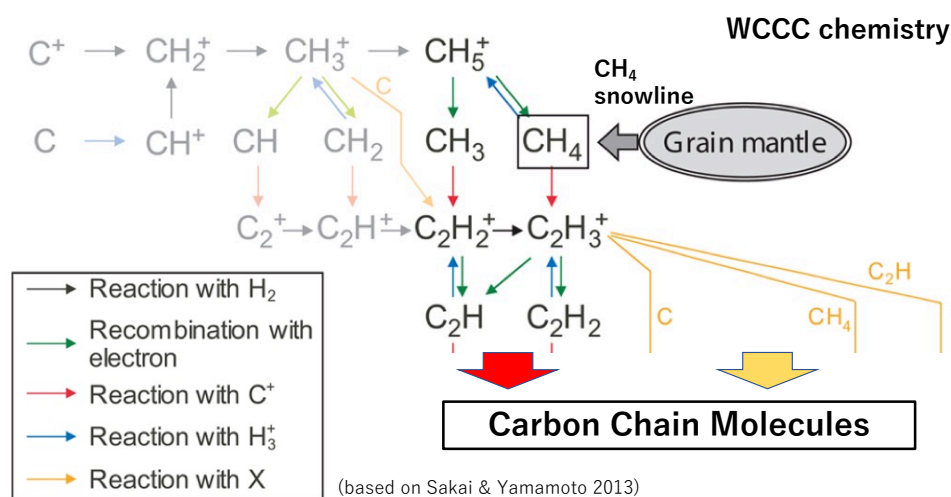


図 7.2: Warm Carbon-Chain Chemistry (WCCC, 不飽和炭素鎖分子の化学) の主な反応経路概要. CH_4 が鍵となる分子である事が分かる. Sakai & Yamamoto (2013) より転載・一部改変.

地上単一鏡を用いた小質量原始星エンベロープガス (半径 $r \sim 1000$ au スケール) の観測を通じ、原始星天体の化学組成に Hot Corino Chemistry (飽和有機分子が豊富) と Warm Carbon-Chain Chemistry (WCCC, 不飽和炭素鎖分子が豊富, 図 7.2 も参照) といった多様性がある事が分かった (e.g., Sakai & Yamamoto, 2013). また、近年 ALMA 等の干渉計を用いた観測により、原始星エンベロープ内縁やその中に埋もれた原始星円盤 ($r \sim 10 - 100$ au スケール) の詳細構造が捉えられ、円盤形成領域での化学的多様性も明らかにされつつある (e.g., Sakai et al., 2014; Oya et al., 2016; Imai et al., 2016; Jørgensen et al., 2020). 分子雲から原始星エンベロープ、円盤と構造形成が進む中で、化学的多様性がいつ・どのような (外的) 環境要因 (温度・紫外線放射場・電離率・構造進化のタイムスケール・質量降着流など) が関係して生じるのかという点については、未だ十分な理解には達していないものの、理論計算 (e.g., Aikawa et al., 2012, 2020; Kalvāns, 2021; Notsu et al., 2021b, 2022) や観測を通じた研究が

進みつつある。最近では、外部からの紫外線環境の違いに伴い Hot Corino 天体が分子雲内部、WCCC 天体が分子雲の縁付近に多く分布している可能性を示唆した観測結果 (e.g., [Higuchi et al., 2018](#)) や、同一分子雲内の Hot Corino 天体間でも有機分子組成に大きな差があることの発見 (e.g., [Yang et al., 2021c](#)) など報告されている。LST では、異なる物理環境を持つ様々な星形成領域の原始星天体に対して、有機分子 (CH_3OH , CH_3CN , CH_3OCHO など) 輝線及び炭素鎖分子 (C_2H , CH_4 , C_3H_2 など) 輝線の大規模サーベイ観測 (半径 $r \sim 1000$ AU スケール) を行う。これらの観測結果を下記のイオン分子輝線観測の結果や、ALMA 等の干渉計による原始星円盤観測の結果 ($r \sim 10 - 100$ AU スケール) と組み合わせて議論し、原始星天体の化学的多様性 (Hot Corino Chemistry / WCCC など) が生じる (外的) 環境要因を探る。観測の際は、LST の高感度・広波長機能を活かし、弱い同位体輝線 (重水素同位体など) や、より複雑な (有機) 分子の輝線もサーベイ観測の対象とする。広視野機能を活かし、原始星周囲の分子雲コア及びエンベロープへの質量降着流 (e.g., [Murillo et al., 2018, 2022](#)) も含めて観測を行う事で、周囲の物理環境と化学的多様性の関係に制限を加える。

HCO^+ , N_2H^+ 輝線などのイオン分子輝線サーベイ & 電離率測定

近傍分子雲において宇宙線電離率 ζ は $\sim 10^{-17} \text{ s}^{-1}$ 程度であるとされ、星・惑星形成過程の物理・化学進化の研究においてもこの値が一般的に用いられている。しかし、銀河中心方向ではより高い宇宙線電離率 ($\zeta > 10^{-16} \text{ s}^{-1}$) が示唆されている (e.g., [Indriolo et al., 2015](#))。また近年 *Herschel* 宇宙望遠鏡による原始星天体の観測により、近傍においてもより高い宇宙線電離率 ($\zeta \sim 10^{-14} \text{ s}^{-1}$) の天体が発見されている (e.g., [Ceccarelli et al., 2014](#); [Favre et al., 2017](#))。

電離率 ζ は、磁気回転不安定性 (MRI) を介し原始星天体の角運動量輸送・質量降着過程に影響を与えるほか、円盤での化学進化 (CO 量減少・有機物形成, e.g., [Eistrup et al. 2016](#); [Bosman et al. 2018](#); [Notsu et al. 2022](#)) に影響を与える重要な要素である。近年の理論研究によると WCCC 分子の形成には、高電離率 ($\zeta > 10^{-16} \text{ s}^{-1}$) 環境が重要との議論もなされている ([Kalvāns, 2021](#))。また原始星天体の電離源としては銀河宇宙線が主とされるが、降着衝撃波での粒子加速 ([Fitz Axen et al., 2021](#)) や、中心原始星由来の高エネルギー粒子 ([Favre et al., 2018](#); [Gaches et al., 2019](#); [Padovani et al., 2020](#))・X 線 ([Takasao et al., 2019b](#); [Notsu et al., 2021b](#)) の電離率に対する寄与も議論されており、強度やその時間変動の理解が重要である。LST では、異なる物理環境を持つ様々な星形成領域の原始星天体に対して HCO^+ , H^{13}CO^+ , N_2H^+ , N_2D^+ 輝線などのサーベイ観測を行う。これにより分子雲からエンベロープに至る過程全体での電離率推定やその影響を調べる事が可能となる。

モニター観測を通じた化学組成・電離率の時間変動

原始星の中には FU Ori 型星に代表される様に、質量降着率の間欠的な増加を繰り返す天体が存在する。質量降着バーストに伴い円盤・エンベロープの温度が急激に上昇する事で、ダスト表面で生成される多様な (有機) 分子が熱的脱離によりガス中へと放出される。アルマ望遠鏡の観測などにより、このような質量降着バーストを示す天体の有機分子輝線探索も進みつつある (e.g., Lee et al., 2019a, 2020b)。この中には、JCMT/SCUBA-2 を用いて光度変動のモニター観測が行われた質量降着バースト天体 (EC 53) も含まれる (e.g., Herczeg et al., 2017; Lee et al., 2020b, 2021)。

また、降着衝撃波・中心原始星由来の高エネルギー粒子や X 線放射の強度は、原始星への質量降着や原始星フレアに伴い時間変動すると考えられる (e.g., Takasao et al., 2019b; Padovani et al., 2020)。化学モデル計算やアルマ望遠鏡による円盤観測においても、原始星 X 線フレアに伴うイオン分子種・X 線電離率の時間変化が指摘されている (e.g., Cleeves et al., 2017; Notsu et al., 2021b; Waggoner & Cleeves, 2022)。

LST では高感度・広波長機能を活かし、激しい光度変動やフレア活動を示す原始星天体などに対して、LST の有機分子 (CH_3OH , CH_3CN , CH_3OCHO など) 輝線・イオン分子 (HCO^+ , H^{13}CO^+ , N_2H^+ , N_2D^+ など) 輝線のモニター観測を行なう。この際 LST の分子輝線観測と共に、光度変動 (LST の連続光観測や、可視光～赤外線 of 観測など) や X 線放射強度・スペクトルのモニター観測も同時に行なう。これらの観測を通じ、質量降着や原始星フレアといった現象が円盤・エンベロープスケールの化学組成・電離率に与える影響の議論ができると期待される。

7.2.3 星形成領域におけるマイナー分子種の高感度観測

LST の高感度・広波長機能を生かす事で、従来原始星天体 (及び周囲の分子雲環境) では未検出、または限られた天体のみで検出されていたマイナー分子種 (= 存在度が極めて小さい分子種) の輝線検出が、異なる物理環境を持つ様々な星形成領域の天体に対して可能になると期待される。これらは原始星天体、そして周囲の分子雲コア環境の化学的多様性をさらに幅広い角度から理解する事に繋がる。以下、4 つの代表的な観測的テーマを簡単に述べる。

$^{16}\text{O}^{18}\text{O}$ 輝線などの観測を通じた、酸素系分子の組成進化の解明

近年 NOEMA やアルマ望遠鏡などの干渉計や *Herschel* 宇宙望遠鏡の観測により、多数の原始星天体で水 (H_2O , HDO , D_2O) 輝線の検出が報告され、空間分布や重水素同位体比などが議論されている (e.g., Persson et al., 2012; Jensen et al., 2019, 2021b; van Dishoeck et al., 2021)。その中で理論モデル計算と観測の比較から、進化における星なしコアの時期 t_{pre} が長いほど、低温環境下で水氷の重水素濃縮が進むとの議論もなされている (e.g., Furuya et al., 2016, 2017; Jensen et al., 2019, 2021a,b)。

原始星天体において、水はCOと並ぶ主要な酸素保有分子である。しかし理論モデル計算によると、星なしコアの時期が長い ($t_{\text{pre}} > 10^5$ 年) 場合はダスト表面での H_2O 氷の形成が進む一方、星なしコアの時期が短い ($t_{\text{pre}} < 10^5$ 年) 場合は H_2O 氷の形成が進まず、 O_2 分子も主要な酸素保有分子となる事が指摘されている (e.g., [Schmalzl et al., 2014b](#); [van Dishoeck et al., 2021](#))。 O_2 分子の昇華温度は20K程度であり、 H_2O や CH_3OH などの有機分子と比べ、空間的に広がった分布を持つと期待される。しかし $^{16}\text{O}^{16}\text{O}$ 輝線は、地球大気の影響で地上からの観測が難しい。また $^{16}\text{O}^{18}\text{O}$ 輝線も双極子モーメントが小さく輝線が非常に弱い事もあり、原始星天体での酸素分子存在量の理解は進んでいない。これまで原始星天体においては、*Herschel* 宇宙望遠鏡で $^{16}\text{O}^{16}\text{O}$ 輝線の上限值を1天体で得た観測例 ([Yildiz et al., 2013](#)) と、アルマ望遠鏡で $^{16}\text{O}^{18}\text{O}$ 2_1-0_1 234GHz 輝線の 3σ 検出を1天体で得た観測例 ([Taquet et al., 2018](#)) があるのみである。

LSTでは高感度・広視野を活かし、様々な星形成領域の天体に対して $^{16}\text{O}^{18}\text{O}$ 2_1-0_1 234GHz 輝線の観測を行い、酸素系分子の組成進化の理解に繋げる。この際、特に原始星天体の密集度 (Cluster/Isolated) など、構造進化のタイムスケールに着目したサーベイ観測・議論を行い、理論計算の検証を行う。

HCO_2^+ 輝線の観測を通じた、 CO_2 組成とその分布の理解

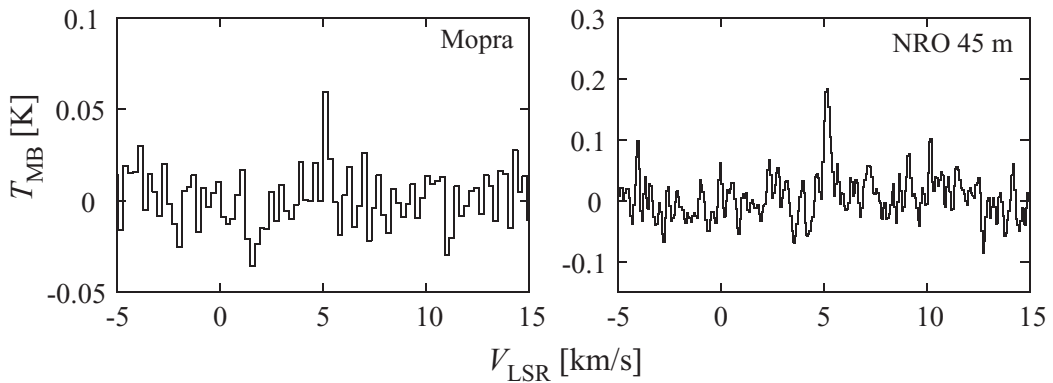


図 7.3: 原始星天体 IRAS 15398-3359 における、 HCO_2^+ 85.53 GHz 輝線の電波単一鏡観測例. [Sakai et al. \(2009\)](#) より転載. ©AAS. Reproduced with permission

CO_2 は H_2O , O_2 , CO などと共に主要な酸素系分子の一つであり、原始星天体の CO_2 組成やスノーライン位置の制約は、円盤内の化学組成分布やダスト進化過程を理解する上でも重要である。しかし CO_2 は双極子モーメントが零の無極性分子である為、ミリ波では直接観測できない。

一方で化学モデル計算に基づき、 CO_2 と H_3^+ の反応で生成される HCO_2^+ の放射が H_2O と CO_2 スノーラインの間にリング上の分布を持つ事が示唆された (e.g., [Notsu et al., 2021b](#))。そこで HCO_2^+ 輝線放射が原始星円盤の CO_2 存在量やスノーライン位置のミリ波帯の良い指標になると期待される ([Sakai et al., 2008a, 2009](#))。電波単一

鏡の観測により、分子雲コア (e.g., [Vastel et al., 2016](#)) や、近傍の原始星数天体 (e.g., [Sakai et al., 2008a, 2009](#); [Majumdar et al., 2018](#)) で HCO_2^+ 輝線の検出が報告されている (図 7.3 も参照). また現在 ALMA の空間分解観測により、 CO_2 スノーライン指標としての有効性の確認が進められている.

LST では高感度・広視野を活かし、様々な星形成領域の天体に対して分子雲コアからエンベロップスケールに至る HCO_2^+ 輝線のサーベイ観測を行い、JWST による CO_2 氷の観測とも組み合わせることで、ガス・氷の CO_2 組成分布の理解に繋げる.

CH_3D 輝線の観測を通じた CH_4 組成と WCCC 分子形成過程への制限

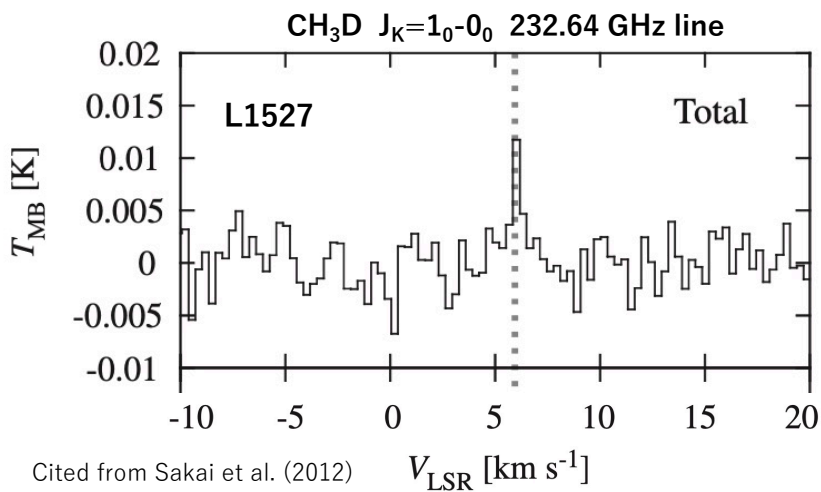


図 7.4: 原始星天体 L1527 における、 CH_3D 1_0-0_0 232.64 GHz 輝線の電波単一鏡観測例. [Sakai et al. \(2012a\)](#) より転載・一部改変. ©AAS. Reproduced with permission

原始星天体・原始惑星系円盤において、 CH_4 分子は不飽和炭素鎖分子形成の起点となる分子であり (図 7.2 も参照), 化学的多様性を理解する上で重要である (e.g., [Aikawa et al., 2008, 2020](#); [Sakai & Yamamoto, 2013](#); [Waggoner & Cleaves, 2022](#)). CH_4 分子の昇華温度は 40K 程度であり、 CH_3OH などの有機分子と比べ空間的に広がった分布を持つと期待される. しかし CH_4 は双極子モーメントが零の無極性分子である為、ミリ波では直接観測できない. 一方近年、電波単一鏡の観測により原始褐色矮星において CH_3D 1_0-0_0 232.64GHz 輝線が検出された ([Riaz & Thi, 2022](#)). また、原始星天体においても同じ CH_3D 輝線の暫定的な検出が報告されており ([Sakai et al. 2012a](#), 図 7.4 も参照), CH_3D が星形成領域の CH_4 ガストレーサーとしての有用性が期待される.

LST では高感度・広視野を活かし、様々な星形成領域の天体に対して分子雲コア～エンベロップスケールの CH_3D 1_0-0_0 232.64GHz 輝線のサーベイ観測を行い、JWST による CH_4 氷の観測とも組み合わせることで、ガス・氷の CH_4 組成分布や重水素濃縮度の理解に繋げる. また上述の WCCC 分子の観測結果とも比較する事で、化学的多様性の環境要因の議論にも繋げる.

H₂D⁺ 輝線などを用いた重水素濃縮過程の解明

分子雲コア～原始星天体において各分子の重水素濃縮度を調べることは、化学的多様性と物理構造進化の関係を探る上でも重要である。ここで H₂D⁺ は、星間分子生成過程において重要な役割を果たしている H₃⁺ の重水素置換体である。また、H₂D⁺ 輝線は $T \lesssim 30\text{K}$ 程度の低温領域での重水素濃縮に重要である。LST では H₂D⁺ や上記で述べた分子 (HDO, D₂O, CH₃D) の他にも N₂D⁺, DCO⁺, NH₂D など様々な重水素含有分子の輝線サーベイ観測が期待される。この際 LST の高感度・広波長・広視野機能を活かし、個々の分子種に対して様々な準位の輝線を広範囲にわたり観測する事で、エンベロープから分子雲スケールに渡る様々な階層での重水素濃集度の変化の検出が期待される。

7.2.4 大質量星形成領域の化学的多様性

Hot Core/Hot Corino の無バイアスラインサーベイ観測

大質量星形成領域の化学に関する研究は小質量星形成領域に比べて遅れていたが、最近の ALMA の高空間分解能・高感度の観測により、大質量星周囲の飽和有機分子に関する研究、すなわち Hot Core に関する研究がかなり進んできている。一方、野辺山 45m 望遠鏡、Green Bank 100m 望遠鏡などの大質量星周囲の不飽和の炭素鎖分子の観測により、大質量原始星段階において飽和有機分子が少なく、炭素鎖分子が豊富な天体も存在することが明らかになり (Taniguchi et al., 2017, 2018b), 小質量原始星のエンベロープの化学的多様性と同じように、大質量原始星周囲にも化学的多様性が存在することが示唆されてきた。大質量原始星周囲の炭素鎖分子は、小質量原始星のエンベロープ内に存在する炭素鎖分子より高温の領域に存在することから、炭素鎖分子の化学メカニズムも異なることがわかっている (Taniguchi et al., 2019, 2021c)。しかし、大質量原始星周囲で生じる化学的多様性の要因については、統計的な議論ができるほどのデータが揃っておらず、一般性の高い結論は得られていない。それらを解決するために、LST の広視野を活かした無バイアスの分子輝線ラインサーベイ観測が有益な情報をもたらすと期待される。

炭素鎖分子の中でも、比較的高温領域でも存在可能なシアノポリイン (HC_{2n+1}N, $n = 1, 2, 3, \dots$) は、化学的多様性を探る上で鍵となる分子である。シアノポリインの中でも最も短い HC₃N は、ホットコアも含め様々な領域に存在することから、化学的多様性の指標には向いていない。次に短い HC₅N は、比較的小さなサンプル数のサーベイ観測では大質量原始星周辺での検出率が約 50% であり (Green et al., 2014; Taniguchi et al., 2018a), 小質量原始星周囲では検出率が 31% と報告されている。このことから (Law et al., 2018), 化学的多様性の統計的な議論を行うのに適した分子と予想される。大質量星周囲の高温領域 ($\approx 100\text{ K}$) に存在する HC₅N の検出を狙う観測の場合、 $E_{\text{up}}/k \approx 90 - 100\text{ K}$ の励起エネルギーが高い遷移の輝線を対象にすることで効率的に行うことができる。このような比較的高エネルギーのラインは、低温の分子雲からの寄与は無視できるため、原始星周囲の炭素鎖分子の存在の

有無を容易に議論できるというメリットがある。HC₅N の $E_{\text{up}}/k \approx 90 - 100$ K の励起エネルギーのラインは 100 GHz (3 mm 帯) に存在しており、0.3 km s⁻¹ 程度の速度分解能で 2-3 mK の検出限界を達成すれば十分な議論ができる (Taniguchi et al., 2017). さらに、3 mm 帯には多くの飽和有機分子の輝線もあり、化学的多様性を議論するためのデータを取得できよう。これらのデータをもとに、同一赤外線暗黒星雲 (Infrared Dark Cloud, IRDC) 内での比較だけでなく、銀河中心からの距離に依存した化学組成の傾向があるのか、など今までに着目されなかった大きなスケールと原始星周囲の化学組成の関係についても議論が可能になると期待される。

クラスター領域内の大局的な化学進化及び星形成活動の指標

大質量星形成領域までの典型的な距離 ($\approx 3 - 5$ kpc) を考えると、LST の口径であってもコアスケール (< 0.1 pc) を空間分解することは難しい。化学反応ネットワークシミュレーションは、コアのスケールの議論を対象とすることがほとんどであり、単一鏡の観測結果とシミュレーションの定量的な比較は難しい。しかし、コアスケールで得られた議論を、単一鏡で得られるクランプスケール (1 pc スケール程度) に定性的に拡張することは可能と考えられる (e.g., Shimoikura et al., 2018b; Taniguchi et al., 2020). 例えば、野辺山 45m 望遠鏡の観測から、N₂H⁺/CCS や N₂H⁺/HC₃N の存在量比がクランプスケールの化学進化の指標となり得ることが示され、これらの存在量比を用いたクラスター領域のフィラメントの進化の議論が試みられている (Taniguchi et al., 2020). さらに、HC₃N/CH₃OH の存在量比はクランプ内の星形成活動の指標として示唆された (Taniguchi et al., 2021b). これらの議論には、コアスケールで行われていた議論が定性的に適用されている。

LST の広い周波数範囲及び広視野を活かし、様々な分子輝線のマッピング観測を行い、クランプスケールにより適した新たな化学進化の指標やクランプ内の星形成活動の指標を確立できると期待される。このような観測により、分子雲内でのフィラメントの形成と進化、すなわち星形成の初期段階に関する化学進化について議論が可能になると期待される。

7.2.5 赤外線暗黒星雲 (IRDC) の分光モニタリング

赤外線暗黒星雲 (Infrared Dark Cloud, IRDC) は、赤外線の波長域でも暗い、巨大分子雲の高密度領域である。IRDC は大質量星を含む星団の母体となると考えられており、未だ謎に包まれた大質量星形成の初期段階における天体の性質を探る上で重要であると考えられている。同時に、IRDC では様々な高密度ガストレーサー (HCO⁺, CS, NH₃, N₂H⁺ など) やショックトレーサー (SiO, CH₃OH など) が観測されており、大質量形成に伴う巨大分子雲の化学進化を探る上でも興味深い (e.g., Sakai et al., 2008b, 2010). IRDC の分光モニタリング観測に基づく星間化学関連のサイエンスケースについては、「星間物質と星形成」の第 5.3.5 節の中で述べられている。

7.2.6 銀河系内分子雲の広域・多輝線マッピング

ミリ波・サブミリ波帯の望遠鏡の感度の向上にともなって、系外銀河でも、特に豊富な CO に限らず、HCN や HCO^+ を筆頭に様々な分子のスペクトル線が検出されることは、もはや珍しいことではなくなっている。こうした分子のスペクトル線、例えば HCN 輝線は、銀河をひとつの単位として見ると、赤外線光度とよい相関があり (e.g., Gao & Solomon, 2004), 星の材料になるガスと星形成率の関係 (Schmidt 則) を調べる手段としてひろく使われている。一方、「領域ごとに物理状態が異なれば、分子化学進化も異なる特徴を示すであろう」という観点からは、銀河の中心部に埋め込まれた活動銀河核 (AGN) や爆発的星形成の影響で輝線の強度や強度比がどのように変化するか、に興味を持たれている (e.g., Privon et al., 2015). また、望遠鏡の感度の向上だけでなく、ALMA のような干渉計の観測では、近傍 ($\lesssim 50$ Mpc, $z \lesssim 0.01$) にある銀河に対して、典型的な分子雲の大きさに相当する 10–100 pc 以下のサイズスケールまで空間分解した観測もできるようになった。このような状況から、どのような分子の輝線が、分子雲のどのような温度や密度の領域から放たれているのか、分子雲の構造と対応づけて理解することの重要性がますます高まってきている。

銀河系内にある分子雲のマッピング観測は、系外銀河の観測では分解しきれない分子雲の内部の構造を、様々な分子輝線の強度分布と対応づけて調べる手段を与える。このようなマッピング観測で、大口径単一鏡は最適な観測装置になる。系外銀河との比較を念頭におくと、天体までの距離が近い銀河系内分子雲の観測では、干渉計は空間分解能がやや過剰で、広がった構造からの輻射を取りこぼす恐れがあり、さらに分子雲全体を一度の観測の視野ではカバーできないという問題がある。単一鏡は、程よく空間分解しつつ、効率よく掃天するモード (On-the-fly mapping など) によって比較的短時間で広い面積をカバーすることができる。

これまでも、分子雲の構造と分子輝線を対応づける観測が既存の単一鏡を活用して行われてきている (Kauffmann et al., 2017; Nishimura et al., 2017; Pety et al., 2017; Watanabe et al., 2017; Barnes et al., 2020; Tafalla et al., 2021). 図 7.5 はそのような観測のひとつで、Orion A 分子雲を 3 mm 帯の主要な分子輝線でマップしたものである。それぞれの分子の回転遷移で輝線を効率よく放つ目安となる臨界密度は、このような様々な輝線のマップを解釈する際に言及されることが多いが、図から明らかなように、輝線強度の広がり度合いは必ずしも輝線の臨界密度と関係していない。同様の多輝線マッピングを別の分子雲 W3(OH) 領域で行い、 ^{13}CO の輝線強度をもとに領域を 5 つに分類して、各領域でスタッキングを行って得られたスペクトルが図 7.6 である。最下段のスペクトルに見られるように、分子雲の辺縁部の密度の低い領域で、(一点のスペクトルではノイズに埋れて判別できなかったものが) スタッキングすることによってはっきりと現れる分子種とそうでない分子種があることがわかる。 HCO^+ や HCN はその強度が目立つほか、CCH は相対強度が低密度な領域ほど増しており、分子の生成が促進される物理条件の影響が大きいことが示唆される。これらの分子雲の多輝線マッピング観測ではいずれでも、各分子種の輝線強度の分布は、その分子種が生成されるための物理条件と、輝線を放つための励起条件を掛け合わせて

解釈する必要があることが示された.

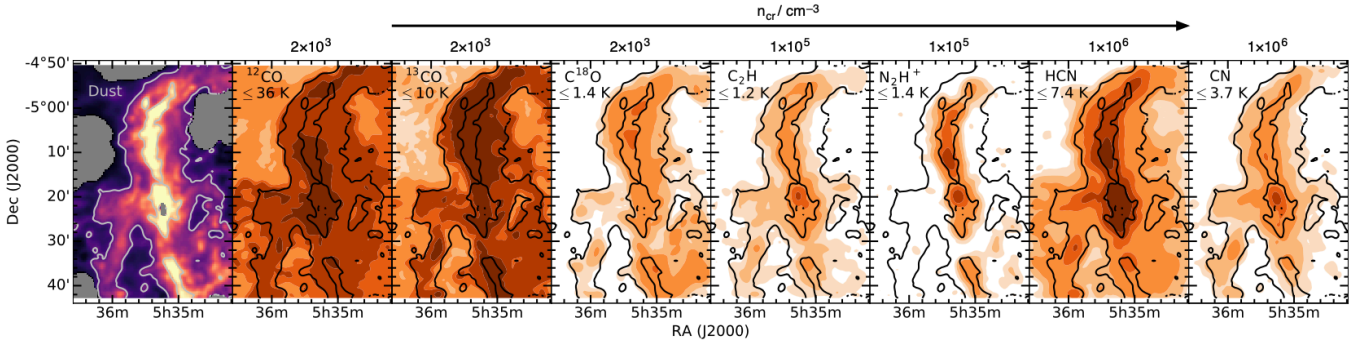


図 7.5: Orion A 分子雲における 3 mm 帯の主要な輝線の積分強度図。左端のパネルは *Herschel* の連続波観測から見積もったダストの柱密度。全てのパネルにおいて、この分布が等高線として同じように描かれている。分子輝線の強度は全パネル同じスケールで塗り潰し色で表現されており、左から右に向かって、輝線を放つ目安となる臨界密度が低いものから高いものへと順に並べられている。輝線放射領域の広さは、必ずしもその輝線の臨界密度と相関しないことがわかる。Kauffmann et al. (2017) より転載。Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

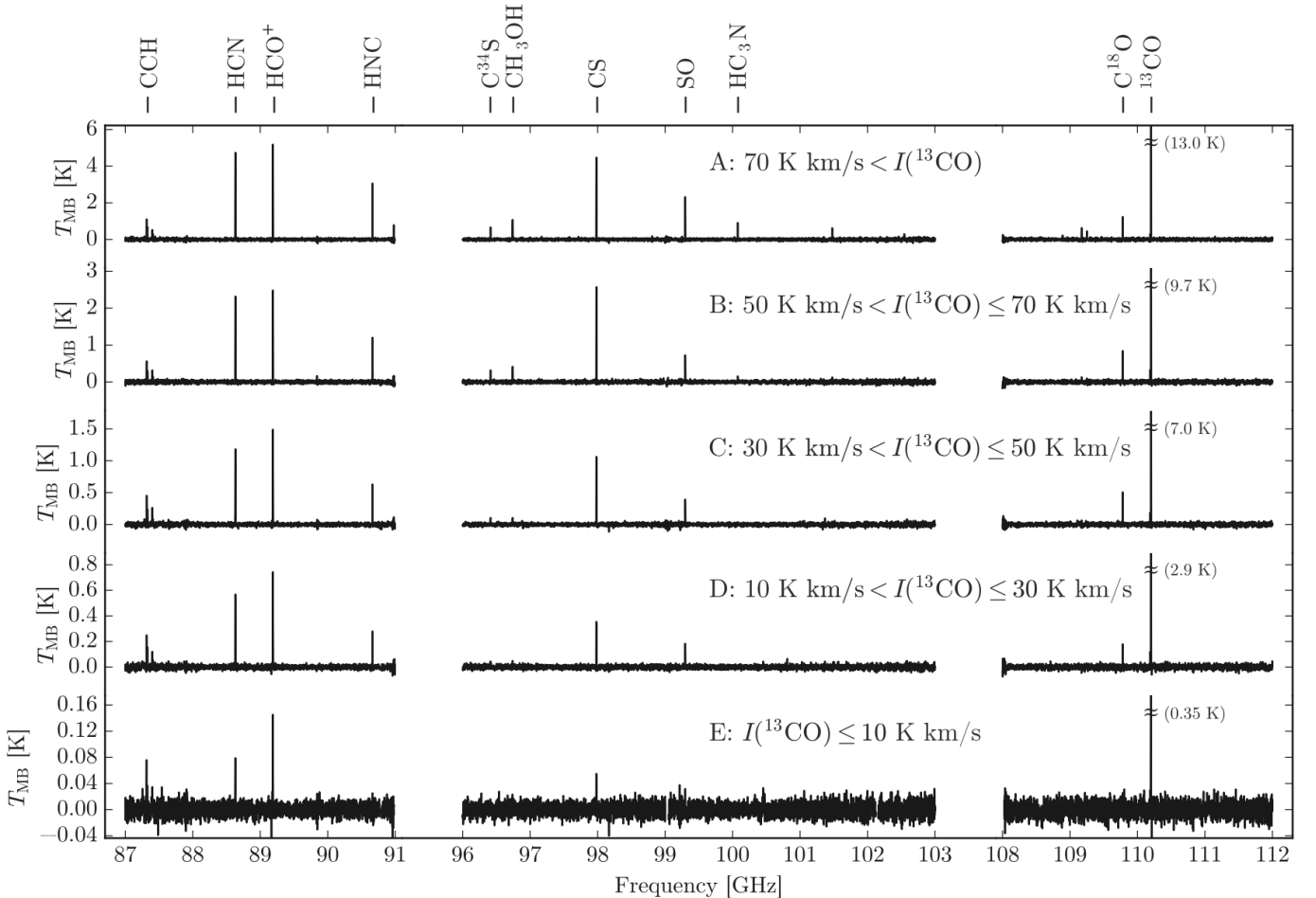


図 7.6: W3(OH) を中心とする 9 pc 四方の領域で 3 mm 帯でマッピングラインサーベイを行い、 ^{13}CO の輝線強度で 5 段階の領域: A, B, C, D, E に分けて、各領域のスペクトルを描いたもの。 ^{13}CO の輝線強度の最も弱い領域 E (H_2 密度で $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ 以下の領域; 別の分子雲ではあるが、図 7.5 における、ダスト柱密度の一番低い等高線におおよそ相当する) でも、 HCO^+ や HCN の輝線がはっきりと見えるほか、 CCH の輝線は相対的に他の領域よりも強くなっている。Nishimura et al. (2017) より転載。©AAS. Reproduced with permission

LSTはこのような広域・多輝線のマッピング観測をより発展させていく上で、重要な役割を果たすと期待できる。先にも述べたように大口径単一鏡のマッピング能力の高さに加えて、LSTでは広い周波数帯域を一挙にカバーできる受信機・分光計を搭載すれば、一層効率の良い観測が展開できる。現行の単一鏡では一度に観測できる周波数帯域が広いものでも 16 GHz 程度であるが、例えば、この倍の 32 GHz の帯域幅を同時観測できれば、観測効率は 2 倍になる。3 mm 帯に相当する ALMA の Band 3 ならば、一設定で Band 全体がカバーされることになる。複数の周波数帯が一度に観測できるような設定も可能であれば、複数の回転準位の遷移を合わせて観測して、励起状態に制限をつけることもできる。

観測効率が高まることで、これまで以上に多様な環境にある分子雲の広域・多輝線のマッピング観測ができるようになると、より多様な特徴を持つ系外銀河の解釈に役立つ観測ができるようになる。これまでの分子雲マッピング観測では、銀河系の中では、比較的活発な星形成領域 (系外銀河で見られる爆発的星形成のうち控えめなものに相当) が対象になってきた。これに加えて、より極端な特徴を持つ領域、例えば、大質量星を含まないような暗黒星雲や、宇宙線や X 線の輻射の強い影響を受けていると考えられる超新星残骸などが観測できると、系外銀河との比較においては非常に有用である。銀河の中心からの距離に応じて、系統的な変化があるかどうかを見るのも興味深い。銀河の辺縁部は重元素量が少なくなるので、その影響を検証するのもよいターゲットになる。また、マッピング効率が高まれば、一個の分子雲全体をカバーするだけに留まらず、隣り合う分子雲をいくつか合わせた集合体も観測できる。系外銀河の観測との比較を考えれば、そのような観測はより適切な比較対象と言えるだろう。

銀河に含まれるガスの質量と星形成率は銀河を特徴付ける物理量であり、系外銀河における分子ガスの研究では、必然的にこれらの量を正確に評価することが重要になる。複数の分子種の輝線を観測することで、輝線強度からガス質量への変換定数を単一の輝線を用いた手法よりもより精度の高いものにしたり、より星形成と直接関係する高密度のガスがどの程度の量含まれているのかを調べる指標が作られると、銀河進化研究に与えるインパクトは大きいだろう。また、分子雲の構造を理解するのは、系外銀河で分解できない構造をスペクトルから理解するのに役立つだけでなく、もちろん、分子雲からフィラメント、コアが形成され星形成が起こる物理を理解するという、星形成研究で長く取り組まれてきた課題そのものでもある。最先端の単一鏡を用いた観測は、分子雲の広がった構造からの弱い分子輝線を定量的に議論するための新しいアプローチになりうる。より大きなサイズスケールにも、小さなサイズスケールにも、新しい展開をもらたす観測が LST で実現することを期待している。

7.2.7 銀河系内の同位体組成分布

太陽系内の彗星や隕石、惑星中の様々な物質中の同位体比は、その形成時の情報を保持していると考えられており、その起源を探る上での指標のひとつになっている (e.g., [Nomura et al., 2022](#))。例えば、地球の海の重水

素比は $D/H=1.5 \times 10^{-4}$ であり、宇宙空間における平均的な重水素比 $D/H \sim 10^{-5}$ に比べて一桁大きい。一方で、太陽系の彗星や隕石中の重水素比も宇宙の平均的な値よりも一桁程度大きな値を持っており、地球が形成して間もないころに衝突した彗星や隕石が、地球の海の起源の候補の1つとして挙げられている。

ここで、太陽系内の元素の同位体比は、近傍の分子雲内の元素の同位体比とは異なることが知られている。水素とヘリウムよりも重い元素は、恒星内で水素が核融合反応をおこすことで生成され、恒星の終焉時に星間空間に放出される。従って、銀河系内の各地点での星形成の活動度(恒星の数)に応じて、重元素量は増加し、同位体比も変化する。すなわち、化学的に進化する。太陽系は46億年前に形成され、形成当時の同位体比を保持しているため、化学進化後の近傍の分子雲内とは同位体比が異なるのである(e.g., Romano et al., 2019)。従って同位体比は、化学進化する銀河系内において、どのような環境・タイミングで太陽系が形成されたかを理解するうえでも有用である。

近年、位置天文観測衛星 Gaia により銀河系内の詳細な恒星マップが作成され、セリウム (Ce) などの重元素まで含めた元素組成の銀河系内の分布に関する研究が飛躍的に進んだ(e.g., Eilers et al., 2022)。また、ALMA も含めた電波望遠鏡による分子雲からの分子輝線の高感度観測により、銀河系内の炭素 (C)、窒素 (N)、酸素 (O) の同位体比の分布も明らかになってきている(e.g., Romano et al., 2017a)。ここで、炭素、窒素、酸素は揮発性であり、主に気相の組成をトレースする。一方で、星形成活動に付随するアウトフローなどにおける衝撃波領域では、一酸化珪素 (SiO) などの珪素 (Si) を含む分子が観測されている。珪素は、衝撃波により塵の一部がはぎ取られて気相に放出されたものであり、固相(塵)の組成をトレースすると考えられる。塵は、年老いた恒星からの恒星風内や超新星爆発時に生成され则认为られており、その同位体比は、親星における核融合反応の影響を受けていると思われる。珪素の気相における存在量は炭素、窒素、酸素にくらべると 0.01% 以下と微量であるが、その同位体は比較的豊富に存在する。具体的には、太陽系内の平均値では、 $^{13}\text{C}/^{12}\text{C} \sim 1\%$ 、 $^{15}\text{N}/^{14}\text{N} \sim 0.4\%$ 、 $^{18}\text{O}/^{16}\text{O} \sim 0.2\%$ 、 $^{17}\text{O}/^{16}\text{O} \sim 0.04\%$ に対し、 $^{29}\text{Si}/^{28}\text{Si}$ および $^{30}\text{Si}/^{28}\text{Si}$ は 3 – 5% 程度である。そのため、同位体比の銀河系内の分布も一部の分子雲で調べられている(Monson et al., 2017)。珪素の同位体比は一部の恒星でも調べられており(e.g., Pavlenko et al., 2020)、分子雲の値と比較することで、銀河系の化学進化と同位体比の起源を多角的に議論することが可能である。

LST を用いて広視野・高感度で分子雲からの分子輝線のサーベイ観測を行うことにより、珪素のような微量元素の同位体比の銀河系内の分布が明らかになる。炭素、窒素、酸素に加え、珪素の同位体比の分布を調べることで、気相だけではなく固相の化学進化をトレースすることが可能になる。また、LST は幅広い波長帯をカバーするため、同一分子の複数の遷移線を同時に観測することができる。これにより、放射領域の温度に制限を与え、より正確に同位体比を求めることが可能になる。これらの観測により、銀河系における気相、固相の化学進化、ひいては、太陽系形成時の環境に制限を与えることができると期待される。

7.2.8 銀河系外縁部の分子雲探査

銀河系の外縁部は、低金属量 (太陽近傍の約 $1/3$ - $1/10$; e.g., [Fernández-Martín et al., 2017](#)), 低ガス密度 (太陽近傍の約 $1/10$; e.g., [Nakanishi & Sofue, 2016](#)), 弱い星間輻射場 ([Cox & Mezger, 1989](#); [Bloemen, 1985](#)), 低 cosmic-ray フラックス密度 ([Bloemen et al., 1984](#)) など, 太陽近傍とは異なる環境をもつことが知られている (e.g., [Brand et al., 2001](#)). さらに, 過去の分子雲 CO 同位体観測により, 銀河系外縁部では同じく低金属量環境をもつマゼラン雲などの矮小銀河とは異なる同位体置換種の輝線強度比 (e.g., $^{18}\text{O}/^{17}\text{O} \sim 5.0$, $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O} \sim 10$ - 15 ; [Wouterloot et al., 2008](#)) が報告されており, これは銀河系外縁部の環境は矮小銀河の環境とも異なることを示唆している. ゆえに, 銀河系外縁部における分子雲の性質を銀河系の内縁部やマゼラン雲などの矮小銀河などと比較することにより, 周囲の環境, 特に金属量が化学組成などに及ぼす影響の解明に近づくことが期待される. ただし, 感度の制限から外縁部における分子雲 CO 同位体観測 (特に C^{18}O の検出) の数は依然として少ないため, より正確な同位体比などを求めることは, 現時点では多数のサンプルを用いた統計的な研究が必須となる. LST を用いれば銀河系外縁部の分子雲は約 1pc の分解能で観測することができる上, 広がった構造も検出することが可能であるため, 上記の統計的研究に適していると考えられる. チリから観測することのできる南天の外縁部では既に小型単一鏡を用いた複数の分子雲サーベイ (e.g., [Nakagawa et al., 2005](#); [Colombo et al., 2021](#)) が行われており, 十分な数のターゲットが検出されている.

また, 銀河系外縁部において注目すべきトピックの中に, CO 分子輝線では検出できないほど希薄な分子ガス, CO-dark (faint) molecular gas (e.g., [Bolatto et al., 2013b](#)) の存在が挙げられる. CO-dark (faint) molecular gas は CO の検出が難しい CO の存在比が低い分子ガスであり, 低ガス密度や低金属量環境下などでの存在が示唆されている (e.g., [Wolfire et al., 2010](#); [Bolatto et al., 2013b](#)). CO-dark (faint) molecular gas の物理的特性を明らかにすることは, 特に低金属量環境下における H_2 分子と CO 分子の割合である X_{CO} ファクター (CO/H_2) に関連する分子雲の基本的性質だけでなく, 星間物質の進化を理解する上でも非常に重要である. [Izumi et al. \(2022\)](#) は C, O 銀河面サーベイと WISE による中間赤外線全天サーベイをベースとして, 星生成領域をもつ分子雲の存在比率と銀河半径との関係を調べたところ, 銀河系の外側にほどその比率が上がることを明らかにした. 外側で検出されている分子雲の数は少ないことから統計的な精度の問題はあるが, 仮にこの傾向が正しいものであれば, 分子ガスからの星生成効率が銀河系の外側にいくに連れて増加することを示唆している. しかし, 併せて調べられた星生成効率を示す別のパラメータ (星生成領域の光度と分子雲質量の比) は銀河半径との相関を示さなかったこと, そしてこの結果は PHANGS などの近傍銀河の研究結果 (e.g., [Querejeta et al., 2021](#)) などとも矛盾しないため, 上記の解釈は誤りである可能性が高い. したがって上記の結果は, CO-dark (faint) molecular gas は外側に向かって増加すること, その結果星形成領域をもつ分子雲の比率が高くなったように見えていると解釈することができる. 以上より, 銀河系外縁部は距離的な利点も合わせて CO-dark (faint) molecular gas の物理的性質を高分解能, 高解

像度で調べることができる理想的な環境であるといえる。CO-dark (faint) molecular gas は、イオン化炭素 (C^+) や炭素原子 [C] 輝線で観測できると考えられている。ゆえに、LST と ASTE などの高周波数帯の望遠鏡を組み合わせた CO, [C] 観測によって、CO-dark (faint) molecular gas の統計的研究が進むことが期待される。

7.2.9 銀河系外縁部の星間化学

銀河系の外縁部は、星間化学研究にとっても新たなフロンティアと言える。低金属量環境下の星間化学研究は、これまでマゼラン雲の天体を中心に進められてきたが（第 7.2.10 節）、銀河系初期の原始的な低金属量環境を今に残すと考えられている外縁部領域は、星間物質の化学進化を探る上でも大変興味深い。上述の分子雲観測により、外縁部において新たな星形成領域候補が次々と発見されつつある中、近年個別の星形成領域に付随する星間分子の詳細な観測も行われはじめている。

銀河系中心から 19 kpc 離れた銀河系最外縁部に位置する星形成領域 WB89-789 においては、アルマ観測により、原始星とそれを取り巻くホットコアの検出が報告されている（図 7.7, [Shimonishi et al., 2021](#)）。発見された原始星には、銀河系内側円盤部の同様のホットコア天体で見られるような多種多様の分子種（大型有機分子を含む）が検出されており、銀河系最外縁部のような原始的な低金属量環境においても、化学的な複雑性が存在することがうかがえる。しかし、現時点ではこのような星形成コアスケールでの化学組成が銀河系外縁部において調査された例は、上述の 1 天体のみに限られており、サンプル数の拡大が喫緊の課題として挙げられる。アルマ望遠鏡による高空間分解能観測のターゲットとなる外縁部原始星のサンプルを増やすためには、暖かいガスやアウトフロー/ショック領域をトレースする分子からの輝線の探査を外縁部の星形成領域に対して大規模かつ系統的に行うことが有効である。

LST が提供する、サブミリ波域における広視野・高感度・広帯域の観測能力は、そのような科学目的を達成する上で極めて重要である。サブミリ波分子輝線観測は、原始星近傍に付随する暖かいガスからの放射を検出する上で最適な手段と言える。また、銀河系外縁部という広大な領域を探査するためには、広視野の撮像・分光能力が不可欠である。さらに、金属量の低さに起因する分子存在度の小ささにより、分子輝線強度が低下するため、高感度の観測が求められる。ホットコア、ショック領域、アウトフローなど、星形成の兆候を探る上で有用なトレーサー分子を観測し、かつ原始星周囲に存在する分子雲の物理・化学状態（電離度、温度、CO 存在度など）を同時に探る上では、広帯域観測が望ましい。銀河系外縁部領域における原始星探査は、ALMA/ACA 程度の分解能および感度を用いて部分的に行うことはできるが、LST の提供するより高い観測効率と望遠鏡占有時間により、これまでの観測を凌駕する大規模な外縁部原始星探査が実現されることが期待される。また、後述の第 7.2.10 節で述べるように、高励起の CO ラインに狙いを絞った狭帯域フィルターによる広域サーベイ観測も、広大な銀河系外縁部領域における星形成天体の探査において有効であると考えられる。

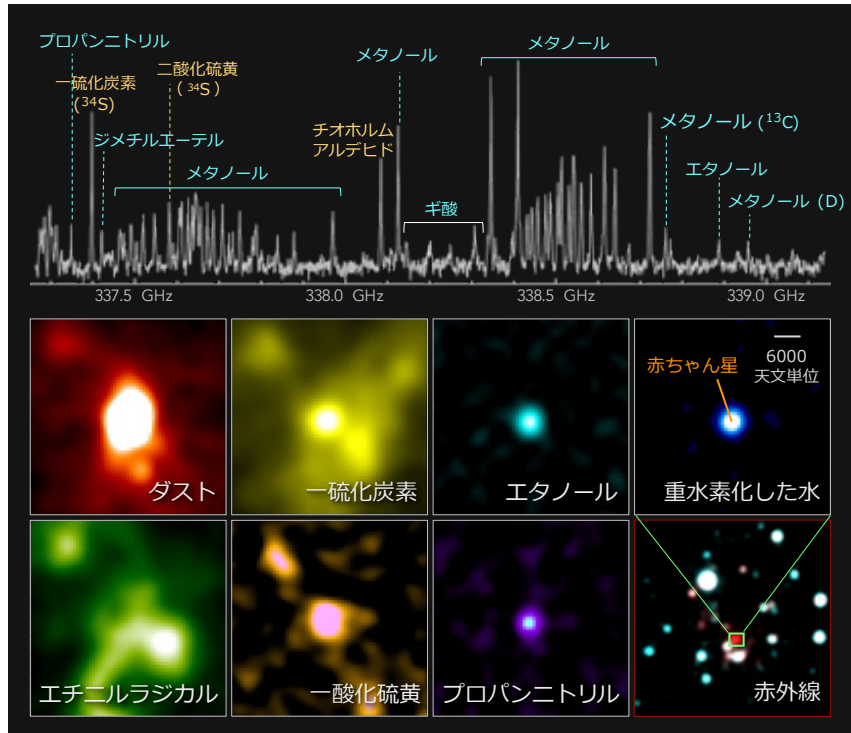


図 7.7: アルマ望遠鏡により発見された銀河系最外縁部のホットコア（WB89-789 SMM1）の電波スペクトル（上側）と分子輝線強度分布（下側）の一例（ALMA (ESO/NAOJ/NRAO), 下西隆/新潟大学, [Shimonishi et al. \(2021\)](#) のデータに基づく）。銀河系外縁部に対する星形成領域の高感度・広域探査を行うことで、このような天体が次々と発見されることが期待される。

銀河系外縁部における、分子雲スケールで広がった冷たい分子ガスの星間化学研究も興味深い。近年、ARO 12m 望遠鏡や IRAM 30m 望遠鏡などの単一鏡により、銀河系外縁部における複数の分子雲に対する分子輝線観測が報告されている ([Ruffle et al., 2007](#); [Blair et al., 2008](#); [Bernal et al., 2021](#); [Fontani et al., 2022a,b](#))。これらの観測研究では、CO 同位体や HCN, CS をはじめとする高密度ガストレーサーや、 CH_3OH のような有機分子の検出が外縁部分子雲において報告されている。特に有機分子については、Galactic Habitable Zone を分子存在度の観点から再定義するという議論につながっている。現状の研究では、銀河中心から 28 kpc 程度までの分子雲がカバーされているものの、観測された天体数は限られており、銀河中心距離に対して十分なサンプリングはできていない。また、観測された分子種は限られており、観測帯域の狭さにより励起状態の解析にも不定性が残っている。LST による外縁部星形成領域の広視野・高感度・広帯域サーベイ観測では、分子雲内に潜む原始星の探査だけでなく、分子雲全体の物理・化学状態の診断も同時に可能になることが期待される。この場合、ミリ波帯における観測との協働が大きな進展をもたらすであろう。これらは、現状の単一鏡による外縁部星間化学の研究に飛躍的な進展をもたらすことが期待される。

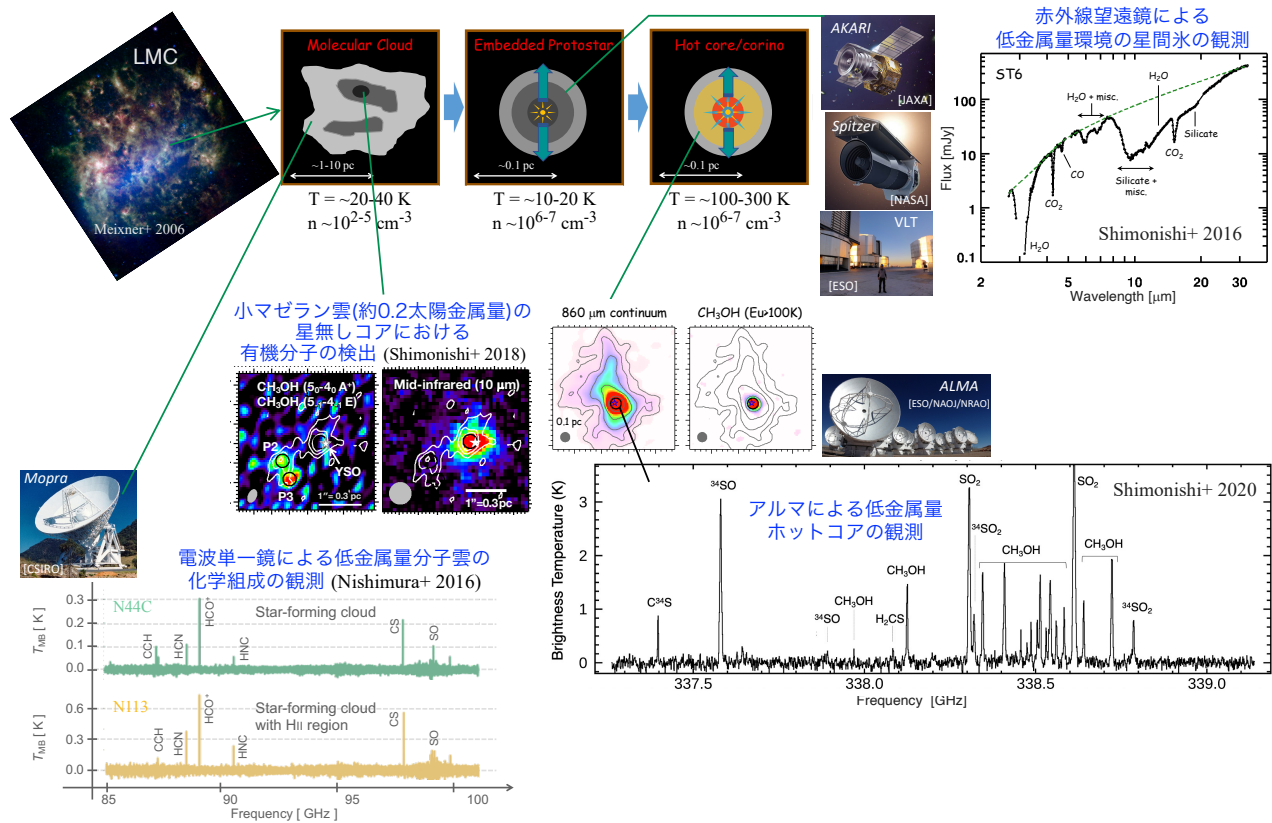


図 7.8: マゼラン雲の星間化学に関する観測研究の現状 (次の論文の要素を含む; Meixner et al., 2006; Nishimura et al., 2016; Shimonishi et al., 2016a, 2018, 2020). ©AAS. Reproduced with permission, Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

7.2.10 マゼラン雲の星形成領域の星間化学

マゼラン雲における星間化学研究は、ここ 10 年ほどで新たな展開を迎えた (図. 7.8)。天の川銀河から最も近い星形成低金属量銀河として (大マゼラン雲は太陽近傍の約 $1/2$ から $1/3$, 小マゼラン雲は約 $1/5$ から $1/10$)、大小マゼラン雲は天文学・天体物理学における多岐にわたる研究分野において重要な役割を果たしてきた。星間化学研究においてもマゼラン雲の担う役割は重要であり、近年の低金属量星間化学に関する研究進展において、マゼラン雲は主要な研究対象となっていった。太陽系近傍とは異なる多様な金属量環境における星間化学の研究は、重元素が欠乏していた初期の宇宙から、豊富に重元素が存在する現在の宇宙に至るまでの星間物質の物理・化学史を理解する上で重要である。低金属量という特徴に加え、(1) 銀河全体を俯瞰することができる、(2) 銀河面方向の前景成分のコンタミネーションがほぼ無い、(3) 銀河全体で星形成活動が活発、および (4) X 線から電波まで様々なサーベイデータが利用できる、といった点も星間化学を含めたマゼラン雲研究の利点である。

星形成領域の星間化学研究において、高密度領域の探査は不可欠である。「あかり」・Spitzer・Herschel といった赤外線宇宙望遠鏡の登場、およびアルマ望遠鏡の稼働開始は、マゼラン雲内の高密度領域の探査において重要な役割を果たした。赤外線宇宙望遠鏡により、銀河全体に対する近赤外線から遠赤外線にかけての撮像・分光サー

ベイが行われ、数百万天体もの点源の色や明るさの情報 (Meixner et al., 2006, 2013; Ita et al., 2008; Kato et al., 2012), および数千天体のスペクトル情報が得られた (Kemper et al., 2010; Woods et al., 2011; Shimonishi et al., 2013). これらのデータに基づくマゼラン雲内の赤外線点源の分類研究が進み、特に原始星 (Whitney et al., 2008; Gruendl & Chu, 2009; Seale et al., 2009) および AGB 星 (Blum et al., 2006) については、数千から数万天体規模のサンプルがマゼラン雲内に得られた. このような天体には、多くの場合、高密度ガスが付随しており、星間分子研究の良いターゲットとなる. 原始星については、その後天体に付随する星間氷の赤外線観測が進み、低金属量星形成コアの化学に関する研究が進展した (Shimonishi et al., 2008, 2010, 2016a; Seale et al., 2011; Oliveira et al., 2009, 2013). これにより、これまで銀河系内の天体のみで行われていた星形成コアの固相分子に関する研究が、低金属量環境へと拡張されていった.

アルマ望遠鏡の稼働開始以降は、赤外線サーベイで発見された多数の原始星サンプルに対するサブミリ波域の分子輝線観測が行われた. これにより、星形成コアスケールの気相分子の星間化学研究が、低金属量環境へと広げられた. 例えば、星間化学研究において重要な天体の一つであるホットコアが大・小マゼラン雲内に複数検出され、原始星近傍の高温分子ガスの化学組成が低金属量環境において明らかになった (Shimonishi et al., 2016b, 2020, 2023; Sewilo et al., 2018, 2022). 一連の観測は、太陽近傍に比べて金属量の低い環境下にある星形成領域においても、星間物質の化学的な複雑性が存在することを示している.

アルマ望遠鏡によるマゼラン雲の分子ガスの観測や、赤外線望遠鏡による星間氷の吸収線観測では、分子雲コアスケール (サブパーセクスケール) の情報が得られるが、より広がった高密度ガスの化学についても、進展が報告されている. ミリ波単一鏡 Mopra による研究では、マゼラン雲の高感度・広帯域スペクトルラインサーベイが行われ、ミリ波域における低金属量分子雲の無バイアス星間化学データが得られた (Nishimura et al., 2016). サブミリ波単一鏡 ASTE においても、分子雲スケール (~ 10 pc) で広がった高密度ガスの化学組成の観測が行われた (Paron et al., 2014, 2016). これらの知見は、高赤方偏移銀河で検出される様々な分子ガス輝線データを解釈する上で重要な役割を果たすことが期待される.

LST を用いたマゼラン雲の星間化学研究は、これまでの低金属量星間分子の研究をより統計的に進展させ、かつ大型電波干渉計や大口径光学望遠鏡・宇宙望遠鏡などへ良質なターゲットを大量に供給できる潜在性を有する. 期待される LST の空間分解能 (3-7 秒角度) は、マゼラン雲の距離においては約 1-2 pc 程度のスケールに相当する. これは、上述のアルマ観測 (分子雲コアスケール) と単一鏡観測 (分子雲-巨大分子雲スケール) のギャップを埋める空間分解能である. 感度・視野・帯域については、これまでの観測を凌駕するデータが得られることが期待される. これらから、LST に期待されるマゼラン雲の星間化学に関する成果として; (A) ホットコアやショック/アウトフロー領域などの星間分子研究において重要な天体サンプルの劇的な増加, (B) 多様な分子輝線データの同時観測に基づく原始星周囲の物理・化学環境の診断, (C) 分子雲の高感度・広帯域スペクトルラインサーベイ観測に基づく低金属量星間化学の特徴付け, が挙げられる.

(A) について、前述のマゼラン雲の星形成コアの星間分子の観測は、現在もアルマ望遠鏡を用いて着々と進められているが、ターゲットとなる天体の選定は既存の赤外線データに強く依存しており、またこれまでに発見されているホットコア等のサンプル数は銀河系内の天体と比較して限られている。LST を用いて高密度ガストレーサーの広範囲・高感度観測をマゼラン雲内の星形成領域に対して大規模に行うことにより、星間分子研究に有用な天体サンプルが劇的に増加することが期待される。同時に、LST の広視野・広帯域を活かし、原始星周囲の環境を診断するためのトレーサー分子を観測する試みも重要である (上述の B)。マゼラン雲のホットコアの観測では、有機分子が環境の金属量に比例する程度の割合で存在している天体に加え、金属量の差以上に有機分子が欠乏している天体も報告されており、天体に付随する有機分子の存在割合が、銀河系内の同様の天体以上に大きな多様性を持つことが示唆されている (Shimonishi et al., 2020, 2023)。これらの化学組成の多様性は、星形成初期の物理環境に依存することが低金属量ホットコアの星間化学シミュレーションにより示唆されているものの (Acharyya & Herbst, 2018; Shimonishi et al., 2020)、それらの環境の違いを診断するためのデータは現在ほとんど得られていない。ALMA/ACA に勝る LST の広視野分光マッピング能力は、これらのサイエンスケースを推進する上で有効であると考えられる。

加えて、LST 特有の性能として、暖かい分子ガスを選択的にトレースする分子輝線（例えば CO の $J = 6-5$ $E_u = 116$ K, $J = 4-3$ $E_u = 55$ K など）に狙いを絞った狭帯域フィルターによる大小マゼラン雲の全面サーベイも詳細な検討に値するサイエンスケースである。サーベイ効率の観点から、狭帯域撮像観測は分光マッピング観測のそれを大幅に上回ることが期待され、銀河全面にわたるサブミリ波サーベイの可能性が考えられる。このようなサーベイにより、暖かい分子ガスが付随するものの赤外線サーベイでは受かりにくい非常に若い段階の原始星や、高温ガスの付随する AGB 星、さらには未知の（暖かい）コンパクト天体の探査など、様々なサイエンスケースに活用できる無バイアスデータの取得が期待できる。

低金属量環境下における星間物質の化学進化を特徴付ける化学種を探査する上では、マゼラン雲の分子雲における大規模な広帯域スペクトルデータの取得、および系内天体の同様のデータとの徹底的な比較研究が有効である (上述の C)。(Nishimura et al., 2016) などにおいて、大マゼラン雲内の一部の分子雲においてこのような試みが報告され、より遠方の天体のデータの解釈に応用がされているものの、LST の持つ強力な高感度・広帯域分光観測能力により、さらなる研究発展が期待される。得られるデータは、低金属量環境における星形成活動の兆候・進化度合いを示唆する分子トレーサーの確立にもつながることが期待される。

7.2.11 CO 同位体置換種を用いた銀河における星の初期質量関数の推定

炭素 (C)、窒素 (N)、酸素 (O) といった太陽系近傍では豊富にある元素も、他の重元素と同様、最初期の宇宙には存在せず、恒星での核融合反応や超新星爆発で合成され、星の進化に伴って星間空間に供給されることで存在

量を増してきた。大質量星 ($>8M_{\odot}$) と低・中質量星 ($<8M_{\odot}$) とでは、それぞれ異なる元素合成プロセスが起こる。また、星の誕生時点で過去に別の星が生成した重元素が含まれている場合には、その量も元素合成プロセスに影響を及ぼす。CNO の同位体に関して言えば、水素やヘリウムの燃焼により、 ^{12}C はどの質量の星でも、 ^{16}O は主に大質量星で合成される (primary element と呼ばれる) のに対し、星ができた時点でもともと含まれていた重元素を材料とする CNO サイクルによって、低・中質量星では ^{13}C や ^{14}N 、大質量星では ^{18}O が合成される (secondary element; e.g., [Truran, 1977](#)). そのため、銀河の星間物質に含まれている CNO の同位体比は、その銀河においてどのような星がいつ、どのくらい作られたか、すなわち星形成史と初期質量関数 (initial mass function; IMF) を反映すると考えられている ([Henkel & Mauersberger, 1993](#)).

これらの同位体比は、分子に取り込まれると同位体置換種 (isotopologue) の存在比として、ミリ波・サブミリ波帯にあるスペクトル線の観測により調べることができる。例えば、 H_2 に次いで最も存在量の多い CO 分子なら、最も豊富な $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ (以降、 ^{12}CO と表記する) に対して、 $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$, $^{12}\text{C}^{18}\text{O}$ (^{13}CO , C^{18}O) といった置換種との比を取ればよい。もちろん、観測感度が十分良ければ他の分子種の同位体置換種も用いることができる。原子ではなく、あえて分子に取り込まれた形で観測する利点としては、赤外より短波長領域にある原子のスペクトル線を観測するより、ダストによる減光の影響を受けにくいこと、同位体置換種どうして周波数の差が十分大きく区別しやすいことが挙げられる。一方、希少な同位体を含む置換種では、光学的厚みの違いのほか、同位体置換反応の温度依存性 (濃縮) や紫外線による解離に対する自己遮蔽効果の違い (選択的光解離) などの分子の化学プロセスの影響が大きく働く場合もある (e.g., [van Dishoeck & Black, 1988](#)). こうした分子化学進化は、ガスの温度や紫外線の輻射強度といった物理状態に制限を付けるという意味でそれ自体に興味を持たれる場合もあるが (分子雲コアの研究ではこの方向性の研究も多い)、ひとつの銀河を単位として原子核の化学進化を調べる上では、分子のスペクトル線強度比から同位体比への換算に注意を要するということでもある。

これまで、様々なタイプの系外銀河を対象に、CO の同位体置換種 (^{12}CO , ^{13}CO , C^{18}O) の観測が行われてきた²。いくつかの個別研究で報告されてきた CO 同位体置換種の存在量比や輝線強度比は [Romano et al. \(2017b\)](#) や [Zhang et al. \(2018\)](#) などで一覧にまとめられ、銀河における星形成活動と関連づけて議論されている。これらの文献を参考に、各タイプの銀河で典型的に観測される同位体置換種の存在量比を表 7.2 に大まかに記した。 $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ の存在量比に注目すると、銀河系や近傍の渦巻銀河など星形成活動の比較的穏やかな銀河では ~ 10 であるのに対し (e.g., [Wilson & Matteucci, 1992](#); [Jiménez-Donaire et al., 2017](#)), 近傍の超高光度赤外線銀河 (ULIRG) や $z \sim 2\text{--}3$ のサブミリ波銀河 (SMG) など爆発的星形成を起こしている銀河では ~ 1 という低い値が見られる (e.g., [Aalto et al., 1991](#); [Henkel et al., 2010](#); [Danielson et al., 2013](#); [Brown & Wilson, 2019](#)). こうした銀河単位での存在量比の議論では、 $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ については濃縮・選択的光解離といった分子化学進化の影響は少なく、銀河による比の違い

²なお、CO 以外の分子種での同位体置換種の観測は、高感度を要するため系外銀河では一般には難しい。近傍銀河では数は限られるものの例があり、同位体比により制限を与えている (e.g., [Martín et al., 2010](#); [Henkel et al., 2014](#)).

は $^{13}\text{C}/^{18}\text{O}$ 同位体比を反映していると考えられている。Romano et al. (2017b) は銀河における星の元素合成モデルを使って、このような様々な銀河で観測された CNO 同位体比から IMF と星形成史に制限が付けられること、特に、爆発的星形成銀河で観測される $^{13}\text{C}/^{18}\text{O}$ 同位体比を説明するには、爆発的星形成の際に top-heavy IMF (Kroupa 2002 などの IMF と比べて、質量星を多く含むような IMF) が必要であることを指摘している。

表 7.2: 様々なタイプの系外銀河における CO 同位体置換種の存在量比.

銀河のタイプ	代表的な銀河	$^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$	$^{12}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$	$^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$
矮小銀河	LMC/SMC	~50	~2000	~30
渦巻銀河	銀河系	>10	>50	~10
近傍 LIRG	NGC 253/M82	>20	>100	~3
近傍 ULIRG	Mrk 231/Arp 220	>100	>100	~1
高赤方偏移 ULIRG/SMG	Cloverleaf/Eyelash/SDP.17b	>100	>100	~1

注: Romano et al. (2017b) と Zhang et al. (2018) を参考に典型値を記した。各々の天体の詳細はこれらの文献とその引用元を参照のこと。

このように、IMF と星形成史という銀河進化における重要な要素を調べる上で、 $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ の輝線強度比は減光の影響を受けにくいユニークな指標になる。しかし、これまでのところ、先述のような CO 同位体置換種の観測は、比較的観測しやすい近傍天体や重力レンズ効果を受けた天体で明るいものに対する個別研究に限られている(表 7.2 では、各銀河のタイプで参照している個別研究はそれぞれ $\lesssim 10$ 個に過ぎない)。主要な同位体である ^{12}C や ^{16}O と比べて、 ^{13}C や ^{18}O は(どのような銀河でも)数%以下の存在量であるため、同位体置換種の観測は必然的に高い感度を要する。統計的な数の無バイアスなサンプルで同位体置換種の観測的研究を展開するには、何よりも高感度が必要であることがボトルネックになる。また、ひとつの銀河の中でも、銀河の中心からの距離に応じて化学組成にはグラデーションが見られる(e.g., Jiménez-Donaire et al., 2017)。銀河単位で化学組成を調べ、銀河間で比較を行うには、銀河の明るい中心領域だけでなく比較的暗いディスク領域までカバーした観測が重要になる。LST のような大口径単一鏡は、ディスク領域のような広がった構造からの輻射を取りこぼさず、しかも感度のよく観測できるので、まさにこの状況を打開するであろう。

LST では、従来のもの以上に広い周波数帯域の受信機・分光計の搭載が計画されている。 ^{13}CO と C^{18}O は回転定数(周波数)が近く、既存の望遠鏡の多くでも同時に観測できるが、同時に観測可能な周波数帯域がこれ以上に広がれば他にも多数の分子種のスペクトル線が一度の観測で捉えられるようになる。例えば、ALMA では Band 3 に相当する 84–116 GHz の 32 GHz が一度に観測できれば³、CO の同位体置換種と併せて、系外銀河でもよく検出される HCN や HCO^+ 、光解離領域で豊富に作られる CCH や CN、ダスト上で形成される有機分子 CH_3OH などの周波数を一挙にカバーできる⁴。複数の分子種の輝線強度比が得られれば、分子化学進化を考慮することで物

³例えば、現行の ALMA で 84–116 GHz を隙間なくカバーしようとする少なくとも 4 つの周波数設定が必要になる。

⁴ $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ 輝線強度比を調べるのに必要な感度で観測を行った場合、ここで挙げた分子種の多くが検出されるか、物理状態を議論するのに必要な上限値を得ることができる。 ^{13}CO 、 C^{18}O 輝線はカバーしていないものの、Privon et al. (2015) では IRAM 30 m 望遠鏡を用いた近傍 U/LIRG の観測で、各銀河につき数時間以下の積分時間で、HCN や HCO^+ 輝線では ~60 個の銀河について 8 割近い検出率を達成している。

理状態の推定に役立ち、ひいては CNO 同位体比のより正確な導出にも繋げられる。

宇宙開闢から現在に至るまでの星形成史を明らかにするという意味で、top-heavy IMF になっている爆発的星形成を起こしている銀河がどれほど普遍的に見られるのか、IMF に影響を及ぼす要因が他にあるかどうか、無バイアスなサンプルで統計的な研究を行うことは極めて重要である。広がった構造にも感度を持つ単一鏡という特徴を踏まえ、LST でまず取り組むべき課題は、近傍 ULIRG や LIRG で適切なサンプルを構築し、 $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ 輝線強度比のサーベイを行うことだろう。これまでの近傍 U/LIRG での分子輝線の観測は、ある程度まとまった数をサーベイしたものでも $\lesssim 100$ 個のサンプルに限られているものばかりである。高感度かつ広帯域の分光観測により、さらに大きなサンプル数での研究ができるようになることを期待したい。また、高赤方偏移の ULIRG/SMG で IMF を評価することは、宇宙の星形成史の理解においてももちろん最重要になる。高赤方偏移の銀河は遠い分、暗く小さく見えるので、統計的な議論のためには戦略的にサンプルを選び、スタッキング解析によって感度を向上させるなどの工夫が必要になるだろう。空間分解能に長けた ALMA でフォローアップ観測を行うことも合わせて考えたい。

IMF を同位体比と定量的に結びつけるには、それぞれの質量の星で合成される元素の内訳の正確な定量化が鍵になる。星の元素合成については、primary element としての ^{14}N や、低・中質量星での ^{18}O の生成など、まだわかっていないことも多い。 $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ 輝線強度比で銀河の IMF を探るには、銀河の形成と進化、星間空間中の分子化学に加えて、星での原子核合成の知見が融合する必要がある、これらの研究コミュニティどうしの交流がより深まることが望まれる。それぞれ複雑な星形成史を持つ多様な銀河に対して、 $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ 輝線強度比に限らず、多波長の観測データと分子化学モデル、元素合成モデルを駆使して星形成史を推定するのは、これらを決定する物理の理解を深める上で意義のあるチャレンジになる。LST によって同位体置換種の観測が進むことから、関連する分野を巻き込んで研究が発展していくことを期待したい。

7.2.12 星間化学の近傍銀河における分子雲の進化および星形成の研究への応用

近傍銀河の星間化学研究は、主に銀河中心核を研究対象として展開されてきた。特に、分子ガスやダストに埋もれた中心核の活動性を化学組成から診断する手法の探求から、観測と理論の両面から多くの研究がされている。中心核部分では紫外線や X 線や宇宙線による乖離領域や高温かつ高密度な極限環境の中に様々な分子が存在しており (e.g., [Martín et al., 2006](#); [Aladro et al., 2015](#)), アルマ望遠鏡の Large Project 「ALCHEMI」では NGC253 の爆発的星形成領域での特異な化学過程を解き明かしつつある (e.g., [Martín et al., 2021b](#))。また、近年の電波観測装置の性能の向上により、近傍銀河では円盤部分での CO 以外の弱い分子輝線の観測も一般的になりつつあり、これまで築かれてきた星間化学の知見に基づく研究が展開されている。例えば、[Meier & Turner \(2005\)](#) では、IC 342 の中心と棒状構造の領域の BIMA と OVRO の電波干渉計を用いた観測から CCH, C^{34}S , N_2H^+ , CH_3OH , HNC, O

HNC, HC₃N, SO など 8 種類の分子の分布を明らかにした. IC 342 では分子種により分布が異なっており, CH₃OH と HNCO が棒状構造の衝撃波領域をトレースし, CCH は星形成に伴う光解離領域で存在量が多くなっていることが示された. また, 単一鏡望遠鏡を用いて HCN, HCO⁺, HNC などの分子種を銀河円盤全体で高感度にマッピング観測することが可能になりつつあり (e.g., Jiménez-Donaire et al., 2019), 銀河スケールでの星間化学の研究も新たな転換期に差し掛かっている.

LST ではその強力なマッピング能力と広い分光帯域の性能により, 銀河の円盤部分の分子ガスの化学組成の分光・撮像観測を展開することができる. 近傍銀河の観測は, 銀河系内の分子雲の観測とは異なり, 銀河の構造を俯瞰することができるため, 渦状腕や棒状構造などの銀河の大局的な構造と分子雲の性質やその中での星形成を直接比較することが可能である. 特に, 渦状腕や棒状構造での衝撃波現象が星形成活動性に及ぼす影響を星間化学の視点から検証することや, 分子雲の構造が及ぼすその内部の化学組成への影響を調べることがサイエンスケースとして挙げられる. 渦状腕では, 分子雲同士の衝突などの衝撃波により星形成が活性化されることが長らく示唆されてきた (e.g., Woodward, 1976; Dobbs et al., 2006). しかし一方で, 棒状構造では同じ衝撃波が星形成活動を抑制することとも言われている (e.g., Maeda et al., 2020). IC 342 の研究や近傍の相互作用銀河の研究が示すように (e.g., Meier & Turner, 2005; Usero et al., 2006; Saito et al., 2017a; Ueda et al., 2017), 数 100 pc スケールの分子ガスの衝突による衝撃波現象を, 銀河系内のアウトフローに付随する衝撃波と同様 (e.g., Bachiller & Pérez Gutiérrez, 1997) に CH₃OH や SiO などの衝撃波トレーサーにより検出できる. そこで, 上記の衝撃波トレーサーと, N₂H⁺ などの高密度ガスのトレーサー分子や CCH や CN などの光解離領域のトレーサー分子の分布と存在量を比較することで, 渦状腕や棒状構造の衝撃波が分子雲スケールでの星形成活動への影響を検証し, 2 つの領域での星形成活動性の違いの起源に迫ることができる. また, 銀河系内での分子雲同士の衝突と星形成活動の関係は活発な研究分野であり (e.g., Fukui et al., 2021a), 当該分野の研究と上記の近傍銀河の研究が相補的に展開していくことが期待される. さらに, これまでの大規模かつ高空間分解能の近傍銀河の CO マッピングから, 分子雲の大きさや質量や線幅には付随する領域 (渦状腕, 渦状腕間, 棒状構造など) により違いがあることが分かってきた (e.g., Colombo et al., 2014b). このような分子雲の性質の違いは, 内部の紫外線場や乱流の違いにより分子組成に影響を与えることが予想されるが, 本分光・撮像観測からそれを検証することが可能である. 分子雲スケールの化学組成はその内部のコアや原始星スケールの化学組成の初期条件となるものであり, そこにどの程度の変動があるのか確かめることは重要な課題である.

本提案は, 銀河系内分子雲の広域・多輝線マッピング (第 7.2.6 節), 銀河系内の同位体組成分布 (第 7.2.7 節), 銀河系外縁部の分子雲探査 (第 7.2.8 節) と相補的な研究でもある. 本研究の観測データは上記の研究でターゲットとしている分子輝線を含んでおり, 銀河系の分子雲を対象とした研究結果と他の近傍銀河を比較することが可能である. さらに, 系外銀河の観測では円盤を俯瞰して見ることができるため, 銀河半径に対する依存性を小さい距離推定の不定性のもとで検証できる. 一方で, 本提案では系外銀河を観測対象としており数 100 pc スケールの空間分解

能で観測するため、個々の分子雲ではなく複数の分子雲の平均値を見ることになる。混合した複数の要素を解きほぐすためには、銀河のガスダイナミクスや化学反応の数値モデルを組み合わせることで観測結果を議論することが必要となるため、理論的な側面からの準備も必要である。

上記の研究を展開するために必要な感度を南天から観測可能な距離 ~ 5 Mpc の近傍銀河である M 83 の観測を例として推定し、LST に期待する性能について議論する。M 51 の渦状腕での 3 mm 帯のスペクトルラインサーベイ観測 (Watanabe et al., 2014) から、 $\text{CO}(J = 1 - 0)$ の強度に対して、 $\text{HCN}(J = 1 - 0)$ や $\text{HCO}^+(J = 1 - 0)$ などの分子輝線の強度はおおよそ 30 分の 1 程度、 CH_3OH や N_2H^+ などの比較的弱い分子輝線の強度は 100 分の 1 程度、 H^{13}CN や H^{13}CO^+ などの同位体種の分子輝線の強度は 500 分の 1 程度である。M 83 の中心から約 8 kpc の距離の分子ガスの $\text{CO}(J = 1 - 0)$ が、野辺山 45 m 電波望遠鏡により ~ 0.5 K 程度の強度で検出されている (Kuno et al., 2007)。M 51 の輝線比を仮定すると M 83 での強度は、それぞれ、 $\text{HCN}(1-0)$ や $\text{HCO}^+(1-0)$ などの分子輝線の強度は ~ 16 mK、 CH_3OH や N_2H^+ などの比較的弱い分子輝線の強度は ~ 4 mK、 H^{13}CN や H^{13}CO^+ などの同位体種の分子輝線の強度は ~ 1 mK と推定できる。以上より、最も弱い同位体種の分子輝線を少なくとも信号雑音比 5 以上で検出するためには、 ~ 0.2 mK の感度が必要である。また、系外銀河の円盤部分を数 100 pc スケールの分解能で観測する場合の典型的な線幅は数 10 km s^{-1} であるため少なくとも 5 km s^{-1} 程度の速度分解能が必要である。M 83 で CO が検出されている範囲は、 $10' \times 10'$ 程度であり、この空間範囲を 5 km s^{-1} 程度の速度分解観測し、現実的な観測時間である数 10 時間で ~ 0.2 mK の感度に達するマッピング性能が望ましい。さらに、両サイドバンド合わせて 30 GHz 以上の帯域があれば、3 mm 帯の大気窓である約 70-115 GHz の範囲を 2 つの周波数設定のみでカバーすることができる。LST には上記のような、広帯域かつ多素子のヘテロダイン受信機と各受信機素子と帯域をカバーする分光計の搭載を期待したい。

7.3 期待される成果の全体像

LST がもたらす空間・周波数・感度・時間軸方向へのサブミリ波天文学の大幅な拡張は、星間化学分野の研究に大きな進展をもたらすことが期待される。高感度・広視野・高空間分解能を活かした強力な多天体分光・撮像サーベイ能力は、現状の星間化学研究における弱みである統計的側面を大幅に強化するであろう (第 7.2.2 および 7.2.4 節)。太陽系近傍の星形成領域に比べて星間化学的視点からの探査が比較的進んでいない領域、例えば銀河系外縁部やマゼラン雲をはじめとした近傍銀河などにおいては、LST を用いた広域分子輝線探査観測により星間化学研究を行う上で有用な天体サンプルが新たに多数発見されることも期待される (第 7.2.8, 7.2.9 および 7.2.10 節)。ここで供給される良質な観測ターゲットは、LST が稼働する時代の高空間分解能の大型望遠鏡群における、競争力のある観測提案へとつながるであろう。LST の大集光力と優れた掃天能力は、銀河系内の星形成領域を巨大分子雲スケールで効率的にマッピングすることを可能にし、得られる情報は系外銀河の分子輝線データを解釈する上で

基準となるテンプレートとなるであろう（第 7.2.6 節）。また、高感度・広視野を活かし、同位体を含む分子の輝線観測を銀河系内の様々な領域に存在する分子雲に対して行うことで、銀河スケールでの同位体比の分布が明らかになり、銀河系の星形成史と物質の化学進化史の関連性に迫る研究が進展することも期待される（第 7.2.7 節）。さらに、LST の能力を活かすことで、様々なトレーサー分子を用いた環境診断や同位体比に基づく星形成史の診断を、系外銀河に対しても効率的に行うことが可能になると期待され（第 7.2.11 および 7.2.12 節）、このように得られる系外銀河の知見と系内天体の広域サーベイの情報の比較も興味深い。

近年の単一鏡による広帯域スペクトルラインサーベイがもたらした多数の新たな星間分子の発見が示すとおり、星間空間には未だに知られていない分子種が多く存在している。LST は高い感度・広い帯域を活かし、高周波数域に大規模スペクトルサーベイ観測を拡張させ、これによる新たな分子種の発見も大いに期待される（第 7.2.3 および 7.2.4 節）。大口径による高感度を長時間観測によりさらに強化することで、これまで観測が難しかった輝線強度の弱い分子種（アバンダンスの低いものや双極子モーメントの小さいものなど）を効率的に検出することも可能になるであろう。本章で述べられた硫黄やリンを含む分子（第 7.2.1 節）や、同位体置換種でないと観測が難しい分子（第 7.2.3 節）などは、そのような観測研究の良いターゲットであり、同時に固相・気相の化学過程や元素分配を理解する上で極めて重要な化学種でもある。高頻度観測や継続的なモニタリング観測などの時間軸方向への拡張は、星形成領域などで見られる天体の時間変動現象が星間物質の化学組成にもたらす影響を明らかにし、従来の星間化学研究にない新たなパラメータスペースの開拓につながるであろう（第 7.2.2 および 7.2.5 節）。

本章で議論したように、LST の実現は星間化学に関する幅広い分野の研究を大きく進展させ、星形成や銀河進化などの周辺分野とのつながりをより密接にし、天文学・惑星科学分野に新たな研究展開をもたらすことが期待される。同時に、空間および周波数方向への無バイアスサーベイがもたらす、星間化学分野における unknown unknowns の発見にも期待をしたい。

付 録 A

A.1 超高分散分光器（ヘテロダイン受信機）の感度計算ツール

LST の超高分散分光器（ヘテロダイン受信機アレイ）のための感度計算ツールは以下の Google colab から利用可能である. https://colab.research.google.com/github/ishiishun/lst/blob/master/LST_heterodyne_sensitivity.ipynb

このツールは、速度分解能、ビーム数、要求感度 (T_A) を入力することで、超高分散分光器による On-the-Fly (OTF) 法観測のマッピングスピード（すなわち、1 平方度の掃天に要する観測時間）を計算し、図 1.5 のような周波数ごとのマッピングスピードのプロットを代表的な輝線とともに出力する。なお、計算に際しては以下を仮定している。

- 観測手法：標準的な OTF マッピング (e.g., [Sawada et al. 2008](#))
- 周波数範囲：84 - 500 GHz, 600 - 720 GHz, 780 - 850 GHz
- 仰角：60 deg.
- アンテナ口径と空間分解能
 - 420 GHz まで：全鏡面 ($D = 50$ m) を観測に使用
 - 420 GHz からの高周波数：内径 30 m の鏡面を観測に使用
- 受信機雑音温度 (T_{rx})：ALMA 受信機の値を想定
- 気象条件：ALMA での各バンドの観測条件に準じる。具体的には、各周波数での大気的光学的厚みに応じてサイトの可降水量 (PWV) の octile を自動に選択し、 T_{sys} の計算で使用している (ALMA Technical Handbook 9.1.1 参照)

A.2 マッピング観測のシミュレーション

LST は ALMA サイトでの建設を見込んでいる。このため、ALMA と連携した観測または競合する観測が想定される。前者では、LST を ALMA の 1 素子として組み込む運用や干渉計では取得できないゼロベースライン

データの取得といった2つの連携が考えられる。一方、後者ではALMAの7mアレイとtotal power (TP) アレイによる観測 (Atacama Compact Array, ACA) が、LSTと直接的に競合する観測モードとなる。将来的に、これらすべてのシミュレーションを行って、LSTの位置付けを明確にする必要があるが、本稿では後者の競合するモードについて観測シミュレーションを行って比較することで、LSTの重要性・役割を定量的に示す。具体的には、近傍銀河のマッピング観測を考える。観測シミュレーションと解析には、ALMA望遠鏡のデータ解析などに使われるCommon Astronomy Software Applications package (CASA; McMullin et al. 2007) や Astropy (Astropy Collaboration et al. 2018) などのpythonパッケージを用いる。

LSTの大きな特徴として、広い天域を素早く走査できる点が挙げられる。これにより、数分角から数十分角の比較的大きな見かけの大きさを持つ近傍銀河のマッピング観測を効果的に行えると期待されている。実際、この白書でもマッピングの強みを活かしたサイエンスが多く提案されている。そこでこの節では、LSTでの擬似マッピング観測の結果と既存の望遠鏡での擬似観測の結果を比較し、LSTに期待する仕様を定量化する。

A.2.1 擬似観測について

まずは、擬似観測の設定と実行方法についてまとめる。

- a. 観測輝線: PHANGS-ALMA large program (Leroy et al., 2021) に代表されるように、近年の近傍銀河のISMの研究では、大規模な銀河サンプルに対して、low- J CO輝線を用いて個々の巨大分子雲 (GMC, ≤ 100 pc程度のサイズ; e.g., Blitz 1993) を同定し調査することが可能になってきた。PHANGS-ALMAでは、角度分解能の中央値で $1''.3$ (空間分解能で98 pc) が達成されている。また、天の川銀河の個々のGMCはそれぞれ典型的には ≤ 500 pc程度の距離を置き分布していることが知られている。そのため、LSTで近傍銀河を観測する際、100–500 pc程度 ($=1''\text{--}5''$) の分解能を達成することができれば、ALMAで取得されたCO(1-0) またはCO(2-1) 輝線サンプルと相補的な分子雲サンプルを作ることができる。口径50mのLSTでは、400GHz以上の高周波数帯でこの分解能を達成できる。そこで、静止周波数が492GHzの中性炭素原子輝線 $[\text{C I}] \ ^3P_1\text{--}^3P_0$ (以下CI輝線) の擬似観測を本稿では取り上げる。
- b. 観測天体および元データ: 観測天体は、前述のPHANGS-ALMA large program から、近傍渦巻銀河NGC1097を選んだ。NGC1097の距離は13.6 Mpcで、空間分解能1 arcsecは約66 pcに相当する。PHANGS-ALMAのパブリックアーカイブ¹からCO(2-1) 輝線の3次元データキューブをダウンロードして使う。このデータキューブにいくつかの修正を行い、擬似観測用のデータを作った。具体的には、次の通りである。

- NGC1097の天球面上での座標は変更しない (赤経=41.6度, 赤緯=−30.3度)。
- 後退速度を0 km s^{−1}にする。

¹<https://sites.google.com/view/phangs/data?authuser=0>

- オン・ザ・フライ・マッピング (OTF) とモザイク観測をシンプルにするためデータキューブを 35 度回転させる.
- 画像の xy 軸の角度スケールを 1/2 にする (実際の NGC1097 より面積で 1/4 小さくなる). これは, NGC1097 の距離を 27.2 Mpc に設定したことに相当する.
- regrid などの追加的な操作をイメージングの際に行うことを避けるために, データキューブの速度分解能は 4.0 km s^{-1} とする.
- 輝線の検出されない分光チャンネルを多めにとるため, データキューブの両端に 55 チャンネルずつ空のチャンネルを追加する.
- CO(2-1) と CI の輝度温度を同等と仮定する. ここでは, CO(2-1)/CO(1-0) 比 ~ 0.5 と CI/CO(1-0) 比 ~ 0.5 を仮定した.
- データキューブから天体の信号と思われる領域のマスクを作成する. それをデータキューブに適用することでノイズピクセルを取り除く. ここで 90%以上のノイズピクセル (と思われるピクセル) を省いている. 残ったピクセルは全て擬似観測時に天体の信号として扱う. そのためマスクの妥当性は今回問題とはならない.

これらの操作で得られた擬似観測用のデータキューブを NGC1097sim と呼ぶ. 図 A.1a に, NGC1097sim のビームの半値全幅が $3''.5$ となるようにガウシアンビームを畳み込み, 作成した積分強度図を示す.

c. 擬似観測方法: マッピング領域は, ACA によるモザイク観測, LST による OTF 観測共に, $80 \text{ arcsec} \times 140 \text{ arcsec} = 0.0086 \text{ deg}^2$ とした. 図 A.1 の破線の四角で囲われた領域に対応する.

- **[ACA]** CASA のタスク `simobserve` を使って NGC1097sim 画像を 7m アレイで擬似観測した. ここでの設定は, (1) ACA のアンテナ配列は Cycle 7 のものを使用 (`aca.cycle7.cfg`²), (2) 南中前後 3 時間の観測を 2 回, (3) 観測データは, 大気透過率の変化による振幅の誤差は含み, 大気揺らぎに伴う位相の誤差は含まない³, とした. その他のパラメータは表 A.1 に記載している. TP アレイによる 12m 単一鏡観測については, NGC1097sim 画像を TP の空間分解能まで畳み込み, 熱雑音を付加し擬似データを作成した. ここで達成される TP アレイの感度は, 7m アレイのデータと結合することを前提に, ALMA の観測提案で使われる `Observing Tool (OT)`⁴ パッケージを用いて, 7m アレイとの感度比を求め, その値を使用した. 擬似観測で生成された 7m アレイのビジビリティデータは, CASA のタスク `tclean` でデコンボリューションを伴う画像化処理を行った. その後, TP アレイの擬似観測画像と 7m アレイの画像を `feather` タスクで結合した. ここでは, 結合した画像を 7m+TP 画像と呼ぶ.

²<https://almascience.nao.ac.jp/tools/casa-simulator>

³<https://casaguides.nrao.edu/index.php/Corrupt>

⁴<https://almascience.nao.ac.jp/proposing/observing-tool>

- [LST] 50m 鏡の擬似観測を基本とするが、参考のために、達成されるパラメータなど一部の情報は 30m 鏡の場合も示す。OTF のパラメータは標準的なものを仮定している (e.g., Sawada et al., 2008). LST は ACA の 7m アレイと同一サイトに置かれると仮定する。つまり、大気条件・天体の高度などは ACA と共通とする。ここでは、マッピング観測に供するビーム数を 100 とした。その他のパラメータは、表 A.1 を参照されたい。LST による単一鏡観測についても、TP アレイと同様に、NGC1097sim 画像を直接畳み込み熱雑音を加えた。ここで達成される感度については、表 A.1 に記載のパラメータを使って、TP の感度をスケールリングすることで求めた。つまり、TP アレイと LST の擬似観測データは、角度分解能を揃えたときに同じ感度のものになる。

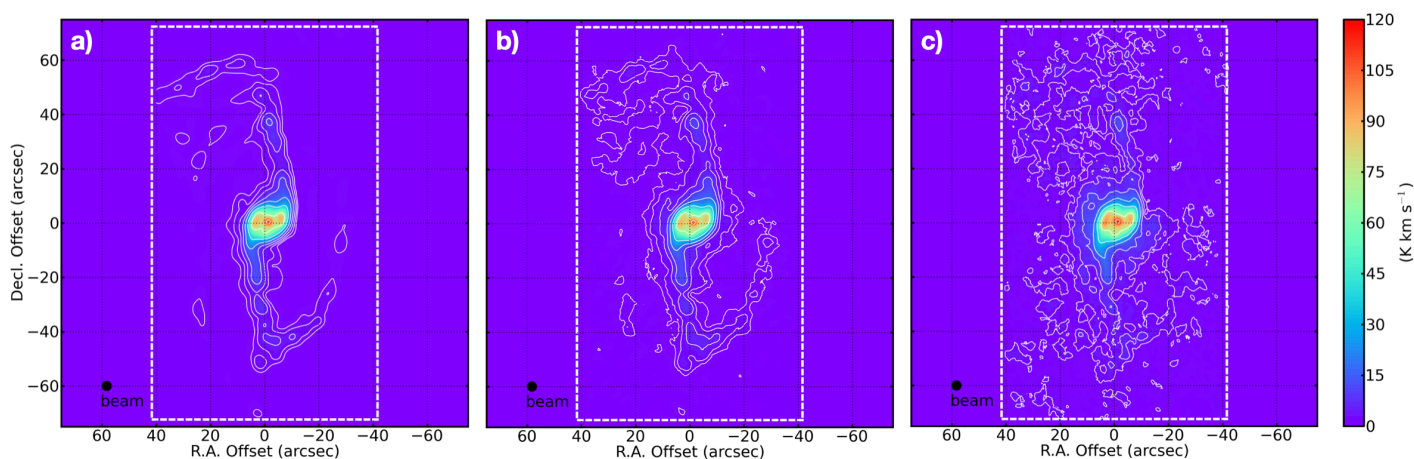


図 A.1: (a) 擬似観測に用いた入力モデルデータ. (b) LST 50m での擬似観測結果. (c) ACA 7m+TP アレイでの擬似観測結果. 全て、分解能を $3''.5$ に揃えたあとの積分強度図である。カラースケールは 0 から 120 K km s^{-1} で揃えてある。等高線は、各画像のピークの値 $\times 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 96\%$ となっている。つまり、擬似観測が入力モデルを完全に再現できた場合は、図 A.1a の等高線と一致する。逆に、図 A.1a と比べた時の等高線の分布の違いが画像の品質を表している。図 A.1b が図 A.1c に比べてより図 A.1a に近い分布を示していることから、LST 50m の方がより入力モデルをよく再現できていることがわかる。© AAS. Reproduced with permission

d. 観測時間の導出: 表 A.1 で出揃っている感度を達成するために必要な積分時間・オーバーヘッド込み総観測時間を見積もるため, ACA については OT を, LST については LST heterodyne camera sensitivity calculator⁵ を使用した. ここで見積もった時間を表 A.1 の下に記載している.

表 A.1: NGC1097sim の [CI] 492GHz 擬似観測の詳細について

	LST 50m	LST 30m	ACA TP	ACA 7m
	単一鏡	単一鏡	単一鏡	干渉計
アンテナ台数	50m×1	30m×1	12m×3	7m×10
開口能率	0.30	0.30	0.65	0.70
ビーム数	100	100	1	1
ポインティング数 ⁶	6024	2169	397	111
角度分解能 (arcsec)	3.0	5.1	11.9	3.1×2.2
達成感度 (mJy beam ⁻¹)	38	63	147	94
積分時間 (hour)	—	—	20.0	11.4
総観測時間 (hour)	82	82	50	29

A.2.2 結果

図 A.1b に, LST 50m での ngc1097sim CI 擬似観測結果の積分強度図を示す. 図 A.1c は, 7m+TP アレイの擬似観測結果の積分強度図である. 上述のように, 3つの画像の角度分解能は 3''5 で共通である. 一目でわかるように, LST と 7m+TP アレイ両方とも 50 K km s⁻¹ 以上の明るい構造 (中心核や核周円盤 [circumnuclear disk; CND], バー, そして渦巻腕構造のうち高輝度領域) をよく再現できている. しかし, 腕の暗い領域やインターアームでは, 入力モデルの持つ空間構造を再現できていない. 7m+TP の場合により顕著だが, 入力モデルより広がった明るい構造が見られ, これは人工的に作られた偽の構造である. これは, (1) 干渉計による, 天体構造のフーリエ成分取得が不完全であるため, PSF (point spread function) に強いサイドローブがあらわれていること, そして (2) 積分強度図を作成するときに前述のマスクと +2 σ クリップを適用しているが, これにより正の値を持つノイズのみが混入していること, に起因する. (1) の効果は, CLEAN でのデコンボリューション処理の際に低減することができるが, 完全に取り除くことは難しい. (2) の効果は, LST の擬似観測画像 (特に最も低い等高線) でもみて取れる. ちなみに, 天体の構造の上にノイズが付加されたデータを取得している以上, マスキングやクリッピングでノイズの効果を低減することは可能だが完全に除去することはできない.

次に, 画像の統計量を調べる. インพุット画像のピーク強度 2.09 K に対して, LST 50m 画像のピークは 2.08±0.04 K (99±2%), 7m+TP 画像のピークは 2.20±0.04 K (105±2%) だった. 全積分強度は, インพุット画像の 19.7 K km s⁻¹ に対して, LST 50m は 21.3±0.3 K km s⁻¹ (108±1%), 7m+TP アレイは 29.0±2.1 K km s⁻¹ (147±11%) だった.

⁵https://colab.research.google.com/github/ishiishun/lst/blob/master/LST_heterodyne_sensitivity.ipynb#scrollTo=c12ae9a0

⁶単一鏡擬似観測はモザイクではなく On-The-Fly 法で行うため, ポインティング数は参考値である.

どちらの値も、7m+TP 画像で過大評価されていた。これは、上述のように、デコンボリューション処理の際にサイドローブを完全に取り除けなかったことに起因する。そのため、最終的な図 A.1c の画像にサイドローブのような構造が残ってしまっていると考えられる。ACA とは異なり、LST のマッピングでは天体の輝度分布のフーリエ成分を完全にサンプルすることができ、かつビームの形状をほぼガウシアンとみなすことができることから、デコンボリューションの必要がないため、（この擬似観測シミュレーションでは）より高い品質の画像を作成することができる。

A.2.3 擬似観測に基づく、LST に要求する仕様

ここで紹介した擬似観測（と紹介できなかったいくつかの追加の擬似観測）から得られた示唆をまとめる。

- ALMA での近年の近傍銀河 ~ 100 pc 分解能 CO サーベイ観測と相補的なデータを構築するには、LST 50 m で 400 GHz 以上の周波数帯の観測が必要となる。例えば、492 GHz 帯で 50m 鏡観測が実現すると、分子ガス (CO) と原子ガス (C) の性質を、単一銀河の個々の分子雲ごとに直接比較できるようになる。
- サーベイスピードの観点では、100 ビーム受信機により ACA と同等の性能を得られる（周波数、実現する鏡のサイズ、天体の見かけの大きさなどに依存する）。1000 ビーム受信機はマッピング型のサイエンスにおいて革新的な装置になり得る。
- ACA などの干渉計と比較すると、LST の画像化処理ではデコンボリューションといった非線形な処理を行う必要がないため、処理が簡単かつ、（今回のように理想的な観測条件であっても）より高品質な画像を作成することができる。

A.2.4 このシミュレーションの課題

この節では、近傍銀河観測を念頭におき、LST に期待するスペックを大まかに決定するため、LST 50m と ACA による 492 GHz 帯での擬似観測シミュレーションを紹介した。

この節で紹介した擬似観測シミュレーションは、LST の観測を忠実に予測し再現することを目的としていない。そのため、実際の観測と比較するといくつかの大きな違いが想定される。特に重要なものとしては、シミュレーションでは LST のポインティング誤差や重力変形などによる開口能率の低下などを考慮していない。

最後に、本節の冒頭で紹介した通り、今回は LST と直接競合する観測モードである ACA との比較を行ったが、ALMA との連携を念頭においた擬似観測シミュレーションも今後行う必要がある。ここでは以下の 2 つの観測手法が考えられる：(1) LST のような大口径アンテナを ALMA の 1 素子として組み込む、(2) ALMA の 12m アレイでは取得できないゼロベースラインデータを LST で取得する。特に (1) では、LST を加えることにより ALMA の集

光面積が 1.4 倍程度増加するため、感度の大きな向上が見込まれる。また、スパースモデリングなどの最新の干渉系データの画像化手法をさらに組み合わせることで、現在の ALMA 望遠鏡を超える空間分解能を達成する可能性がある。この手法は天体の構造や達成される S/N 比に依存するため、イメージングまでを含めた擬似観測シミュレーションによる調査が鍵となる。

付 録 B

B.1 略語集

表 B.1: 略語集

英語略称	英語名	日本語名	単位
ACA	Atacama Compact Array	アタカマコンパクトアレイ (別名モリ タアレイ)	mag
AGN	active galactic nucleus	活動銀河核	
ALMA	Atacama Large Millimeter/submillimeter Array	アタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計 (アルマ)	
APEX	Atacama Pathfinder Experiment	アタカマ・パスファインダー実験機	
ASAGAO	ALMA twenty-Six Arcmin ² survey of GOODS-S At One millimeter		
ASKAP	Australian Square Kilometre Array Pathfinder		
ASPECS	ALMA Spectroscopic Survey in the Hubble Ultra Deep Field		
ASTE	Atacama Submillimeter Telescope Experiment	アタカマサブミリ波望遠鏡実験	
AtLAST	Atacama Large Aperture Submillimeter Telescope		
AU	astronomical unit	天文単位	
A _v	visual extinction	可視減光	
BAT	Burst Alert Telescope		
BH	black hole	ブラックホール	
BHXB	black hole X-ray binary	ブラックホール X 線連星	
BLASTPol	Balloon-borne Large Aperture Submillimeter Telescope for Polarimetry		
BLR	broad line region	広輝線領域	
CAI	calcium-aluminium-rich inclusion		
CARMA	Combined Array for Research in Millimeter-wave Astron- omy	カルマ	
CASA	Common Astronomy Software Applications		
CDM	cold dark matter	冷たいダークマター	
CGRO	Compton Gamma Ray Observatory	コンプトンガンマ線衛星	
CHaMP	The Galactic Census of High and Medium-mass Proto- stars		

Continued on next page

表 B.1 – continued from previous page

英語略称	英語名	日本語名	単位
CHIMPS	$^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ (J=3-2) Heterodyne Inner Milky Way Plane Survey		
CL	changing-look		
CMB	cosmic microwave background	宇宙マイクロ波背景放射	
CMF	core mass function	コア質量関数	
CMZ	Central Molecular Zone		
CND	circumnuclear disk	核周円盤	
CNM	cold neutral medium	冷たい中性ガス	
CO	carbon monoxide	一酸化炭素	
COBE	The Cosmic Background Explorer	宇宙背景放射探査機	
COHRS	^{12}CO (3-2) High-Resolution Survey		
CTA	Cherenkov Telescope Array	チェレンコフ望遠鏡アレイ	
DCF	Davis-Chandrasekhar-Fermi		
DESHIMA	Deep Spectroscopic High-redshift Mapper		
EHT	Event Horizon Telescope	イベント・ホライズン・テレスコープ	
EUV	extreme-ultraViolet	極端紫外線	
FCRAO	Five College Radio Astronomical Observatory	五大学電波天文台	
FIR	far-infrared	遠赤外線	
FIRST	Faint Images of the Radio Sky at Twenty Centimeters		
FLMF	filament line-mass function	フィラメント線質量関数	
FORCE	Focusing On Relativistic universe and Cosmic Evolution		
FUGIN	FOREST unbiased Galactic plane imaging survey with the Nobeyama 45 m telescope	風神	
FUV	far-ultraViolet	遠紫外線	
FWHM	full width at half maximum	半値全幅	
GK	Goldreich-Kylafis	ゴールドライヒ-キラフィス	
GOODS-S	Great Observatories Origins Deep Survey South		
GRS	Galactic Ring Survey		
GSFC	Goddard Space Flight Center	ゴダード宇宙飛行センター	
HAWC	High-resolution Airborne Wideband Camera		
HCN	hydrogen cyanide	シアン化水素	
HSC	Hyper Suprime-Cam	超広視野主焦点カメラ	
HSC SSP	The Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program	ハイパー・シュプリームカムすばる戦略枠プログラム	
HST	Hubble Space Telescope	ハッブル宇宙望遠鏡	
HUDF	Hubble Ultra Deep Field	ハッブル超深宇宙探査	
HVCC	high-velocity compact cloud	高速度コンパクト雲	
HyLIRG	hyper luminous infrared galaxy	極超高光度赤外線銀河	
IFU / IFS	Integral Field Unit / Integral Field Spectrograph	面分光装置	

Continued on next page

表 B.1 – continued from previous page

英語略称	英語名	日本語名	単位
IGM	intergalactic medium	銀河間物質	L_{\odot}
IMBH	intermediate-mass black hole	中間質量ブラックホール	
IMF	initial mass function	(星の) 初期質量関数	
IP	ionization potential	電離ポテンシャル	
IR	infrared	赤外線	
IRAC	Infrared Array Camera		
IRAM	Institut de Radioastronomie Millimétrique	ミリ波電波天文学研究所	
IRAS	Infrared Astronomical Satellite		
IRDC	infrared dark cloud	赤外線暗黒星雲	
ISM	interstellar medium	星間物質	
JCMT	James Clerk Maxwell Telescope	ジェームズ・クラーク・マクスウェル望遠鏡	
JVLA	Karl G. Jansky Very Large Array	超大型電波干渉計群	
JWST	James Webb Space Telescope	ジェームズ・ウェッブ宇宙望遠鏡	
LAE	Lyman-alpha emitter	ライマン・アルファ輝線天体	
LBA	Long Baseline Array		
LBG	Lyman break galaxy	ライマン・ブレイク銀河	
L_{IR}	infrared luminosity	赤外線光度	
LMT	Large Millimeter Telescope	大型ミリ波望遠鏡	
los	line of sight		
LST	Large Submillimeter Telescope	大型サブミリ波望遠鏡	
LTE	local thermodynamic equilibrium	局所熱平衡	
LVG	large velocity gradient	大速度勾配	
Ly-alpha	Lyman-alpha	ライマン・アルファ線	
MAXI	Monitor of All-sky X-ray Image	全天 X 線監視装置	
MHD	magnetohydrodynamics	磁気流体力学	
MKID	microwave kinetic inductance detector		
MRN	Mathis, Rumpl & Nordsieck		
MSX	Midcourse Space Experiment	中間域宇宙試験衛星	
MUSE	Multi-Unit Spectroscopic Explorer		
MWISP	The Milky Way Imaging Scroll Painting		
M_*	stellar mass	星質量	M_{\odot}
NASA	National Aeronautics and Space Administration	アメリカ航空宇宙局	
ngEHT	next generation Event Horizon Telescope		
ngVLA	next generation Very Large Array		
NIKA2	New IRAM Kids Arrays 2		
NOEMA	Northern Extended Millimeter Array		
NuSTAR	Nuclear Spectroscopic Telescope Array		
OTF	on-the-fly	オンザフライ	

Continued on next page

表 B.1 – continued from previous page

英語略称	英語名	日本語名	単位
OVRO	Owens Valley Radio Observatory	オーエンズバレー電波天文台	mJy beam ⁻¹ など
PDR	photodissociation region / photon-dominated region	光解離領域	
PFS	Prime Focus Spectrograph	超広視野多天体分光器	
PHANGS	Physics at High Angular resolution in Nearby Galaxies		
<i>PI</i>	polarized intensity	放射偏波強度	
PPV	position-position-velocity	位置-位置-速度	mm
PTA	Pulsar Timing Array	パルサータイミングアレイ	
PWV	precipitable water vapor	可降水量	
RAT	radiative torque	放射トルク	
ROSAT	Röntgen Satellite		
RT	radiative transfer	放射輸送方程式	$M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
S/N	signal-to-noise (ratio)	信号対雑音 (比)	
SDSS	Sloan Digital Sky Survey	スローンデジタルスカイサーベイ	
SED	spectral energy distribution	スペクトルエネルギー分布	
SEDIGISM	Structure, Excitation and Dynamics of the Inner Galactic Interstellar Medium		
SFR	star formation rate	星形成率	$M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
SKA	Square Kilometre Array	1 平方キロメートル電波干渉計	
SLED	spectral line energy distribution		
SMA	Submillimeter Array	サブミリ波干渉計	
SMBH	supermassive black hole	超大質量ブラックホール	
SMG	submillimeter galaxy	サブミリ波銀河	K
SOFIA	Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy	成層圏赤外線天文台	
SPICA	Space Infrared Telescope for Cosmology and Astrophysics		
SPIRE	the Spectral and Photometric Imaging Receiver		
SSP	Subaru Strategic Program	すばる戦略枠	
$T_{\text{dust}} / T_{\text{d}}$	dust temperature	ダスト温度	K
ThrUMMS	Three-mm Ultimate Mopra Milky Way Survey		
ToO	Target of Opportunity		
TP	Total Power (Array)		
U/LIRG	Ultra/Luminous Infrared Galaxy	超/高光度赤外線銀河	
ULTIMATE-SUBARU	Ultra-wide Laser Tomographic Imager and MOS with AO for Transcendent Exploration		K
UV	ultraviolet	紫外線	
VLA	Very Large Array	超大型電波干渉計	
VLBI	Very Long Baseline Interferometry	超長基線電波干渉計	
VLT	Very Large Telescope	超大型望遠鏡	

Continued on next page

表 B.1 – continued from previous page

英語略称	英語名	日本語名	単位
WNM	warm neutral medium	温かい中性ガス	
XDR	X-ray dominated region	X 線解離領域	
YSO	young stellar object	若い星	

参考文献

- Aalto, S., Black, J. H., Johansson, L. E. B., & Booth, R. S. 1991, *A&A*, 249, 323
- Abazajian, K., Addison, G., Adshead, P., et al. 2019, arXiv e-prints, arXiv:1907.04473
- Abdulla, Z., Carlstrom, J. E., Mantz, A. B., et al. 2019, *ApJ*, 871, 195
- Abe, D., Inoue, T., Enokiya, R., & Fukui, Y. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2211.01931
- Abe, M., Yajima, H., Khochfar, S., Dalla Vecchia, C., & Omukai, K. 2021, *MNRAS*, 508, 3226
- Abellán, F. J., Indebetouw, R., Marcaide, J. M., et al. 2017, *ApJ*, 842, L24
- Acharyya, K., & Herbst, E. 2018, *ApJ*, 859, 51
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2013, *Science*, 339, 807
- Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., et al. 2016, *ApJ*, 819, 149
- Adam, R., Comis, B., Macías-Pérez, J. F., et al. 2015, *A&A*, 576, A12
- Adam, R., Comis, B., Bartalucci, I., et al. 2016, *A&A*, 586, A122
- Adam, R., Bartalucci, I., Pratt, G. W., et al. 2017, *A&A*, 598, A115
- Ade, P., Aguirre, J., Ahmed, Z., et al. 2019, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2019, 056
- Ade, P. A. R., Pisano, G., Tucker, C., & Weaver, S. 2006, in *SPIE Proceedings*, ed. J. Zmuidzinas, W. S. Holland, S. Withington, & W. D. Duncan (SPIE)
- Ade, P. A. R., Ahmed, Z., Amiri, M., et al. 2022, *Phys. Rev. D*, 105, 022006
- Ade, T. P. C. P. A. R., Akiba, Y., Anthony, A. E., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 794, 171
- Adhikari, S., Dalal, N., & Chamberlain, R. T. 2014, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2014, 019
- Agol, E., & Kamionkowski, M. 2002, *MNRAS*, 334, 553

- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006, [A&A](#), **449**, 223
- . 2007, [A&A](#), **464**, 235
- Aharonian, F. A., & Atoyan, A. M. 1996, [A&A](#), **309**, 917
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Aye, K. M., et al. 2004, [Nature](#), **432**, 75
- Aihara, H., Armstrong, R., Bickerton, S., et al. 2018a, [PASJ](#), **70**, S8
- Aihara, H., Arimoto, N., Armstrong, R., et al. 2018b, [PASJ](#), **70**, S4
- . 2018c, [PASJ](#), **70**, S4
- Aihara, H., AlSayyad, Y., Ando, M., et al. 2019, [PASJ](#), **71**, 114
- Aikawa, Y., Furuya, K., Yamamoto, S., & Sakai, N. 2020, [ApJ](#), **897**, 110
- Aikawa, Y., Herbst, E., Roberts, H., & Caselli, P. 2005, [ApJ](#), **620**, 330
- Aikawa, Y., Wakelam, V., Garrod, R. T., & Herbst, E. 2008, [ApJ](#), **674**, 984
- Aikawa, Y., Wakelam, V., Hersant, F., Garrod, R. T., & Herbst, E. 2012, [ApJ](#), **760**, 40
- Akahori, T., Ryu, D., & Gaensler, B. M. 2016, [ApJ](#), **824**, 105
- Akahori, T., & Yoshikawa, K. 2008, [PASJ](#), **60**, L19
- . 2010, [PASJ](#), **62**, 335
- . 2012, [PASJ](#), **64**, 12
- Akahori, T., Nakanishi, H., Sofue, Y., et al. 2018, [PASJ](#), **70**, R2
- Akahori, T., Kitayama, T., Ueda, S., et al. 2020, [PASJ](#), **72**, 62
- Akino, D., Eckert, D., Okabe, N., et al. 2022, [PASJ](#), **74**, 175
- Akiyama, K., Kauffmann, J., Matthews, L. D., et al. 2023, [Galaxies](#), **11**, 1
- Aladro, R., Martín, S., Riquelme, D., et al. 2015, [A&A](#), **579**, A101
- Algera, H. S. B., Inami, H., Oesch, P. A., et al. 2023, [MNRAS](#), **518**, 6142

- ALMA Partnership, Hunter, T. R., Kneissl, R., et al. 2015, [ApJ](#), 808, L2
- Altwegg, K., Balsiger, H., Combi, M., et al. 2020, [Monthly Notices of the Royal Astronomical Society](#), 498, 5855
- Alves, F. O., Frau, P., Girart, J. M., et al. 2014, [A&A](#), 569, L1
- Anbajagane, D., Chang, C., Jain, B., et al. 2022, [MNRAS](#), [arXiv:2111.04778 \[astro-ph.CO\]](#)
- and P. A. R. Ade, Aguilar, M., Akiba, Y., et al. 2017, [The Astrophysical Journal](#), 848, 121
- Anderson, D. E., Bergin, E. A., Maret, S., & Wakelam, V. 2013, [ApJ](#), 779, 141
- Andersson, B. G., Lazarian, A., & Vaillancourt, J. E. 2015, [ARA&A](#), 53, 501
- André, P., Arzoumanian, D., Könyves, V., Shimajiri, Y., & Palmeirim, P. 2019, [A&A](#), 629, L4
- André, P., Di Francesco, J., Ward-Thompson, D., et al. 2014, in [Protostars and Planets VI](#), ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 27
- André, P., Men'shchikov, A., Bontemps, S., et al. 2010, [A&A](#), 518, L102
- André, P., Revéret, V., Könyves, V., et al. 2016, [A&A](#), 592, A54
- Andrews, S. M., & Williams, J. P. 2005, [ApJ](#), 631, 1134
- Antonucci, R., & Barvainis, R. 1988, [ApJ](#), 332, L13
- Aota, T., & Aikawa, Y. 2012, [ApJ](#), 761, 74
- Aoyama, S., Hou, K.-C., Hirashita, H., Nagamine, K., & Shimizu, I. 2018a, [MNRAS](#), 478, 4905
- . 2018b, [MNRAS](#), 478, 4905
- Aravena, M., Decarli, R., González-López, J., et al. 2019, [ApJ](#), 882, 136
- Arca-Sedda, M., & Gualandris, A. 2018, [MNRAS](#), 477, 4423
- Arikawa, Y., Tatematsu, K., Sekimoto, Y., & Takahashi, T. 1999, [PASJ](#), 51, L7
- Arnold, K., Ade, P. A. R., Anthony, A. E., et al. 2012, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series](#), Vol. 8452, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series

- Arzoumanian, D., André, P., Peretto, N., & Könyves, V. 2013, [A&A](#), **553**, [A119](#)
- Arzoumanian, D., Shimajiri, Y., Inutsuka, S.-i., Inoue, T., & Tachihara, K. 2018, [PASJ](#), **70**, [96](#)
- Arzoumanian, D., André, P., Didelon, P., et al. 2011, [A&A](#), **529**, [L6](#)
- Arzoumanian, D., André, P., Könyves, V., et al. 2019, [A&A](#), **621**, [A42](#)
- Arzoumanian, D., Furuya, R. S., Hasegawa, T., et al. 2021a, [A&A](#), **647**, [A78](#)
- . 2021b, [A&A](#), **647**, [A78](#)
- Arzoumanian, D., Russeil, D., Zavagno, A., et al. 2022, [A&A](#), **660**, [A56](#)
- Asaki, Y., Saito, M., Kawabe, R., Morita, K., & Sasao, T. 1996, in *Ground-Based Astronomy in Asia*, ed. N. Kaifu, 464
- Ashley, T., Fox, A. J., Cashman, F. H., et al. 2022, [Nature Astronomy](#), **6**, [968](#)
- Asplund, M., Amarsi, A. M., & Grevesse, N. 2021, [A&A](#), **653**, [A141](#)
- Astropy Collaboration, Price-Whelan, A. M., Sipőcz, B. M., et al. 2018, [AJ](#), **156**, [123](#)
- Audit, E., & Simmons, J. F. L. 1999, [MNRAS](#), **305**, [L27](#)
- Baars, J. W. M., & Kärcher, H. J. 2018, *Radio Telescope Reflectors*, Vol. 447
- Baba, J., Morokuma-Matsui, K., & Saitoh, T. R. 2017, [MNRAS](#), **464**, [246](#)
- Bachiller, R., & Pérez Gutiérrez, M. 1997, [ApJ](#), **487**, [L93](#)
- Baganoff, F. K., Maeda, Y., Morris, M., et al. 2003a, [ApJ](#), **591**, [891](#)
- . 2003b, [ApJ](#), **591**, [891](#)
- Bakx, T. J. L. C., Tamura, Y., Hashimoto, T., et al. 2020, [MNRAS](#), **493**, [4294](#)
- Bakx, T. J. L. C., Sommovigo, L., Carniani, S., et al. 2021, [MNRAS](#), **508**, [L58](#)
- Baldassare, V. F., Reines, A. E., Gallo, E., & Greene, J. E. 2015, [ApJ](#), **809**, [L14](#)
- Ballesteros-Paredes, J., Hartmann, L. W., Vázquez-Semadeni, E., Heitsch, F., & Zamora-Avilés, M. A. 2011, [MNRAS](#), **411**, [65](#)

- Barchiesi, L., Pozzi, F., Vignali, C., et al. 2021, [PASA](#), **38**, e033
- Barcons, X., Barret, D., Decourchelle, A., et al. 2017, [Astronomische Nachrichten](#), **338**, 153
- Barnes, A. T., Kauffmann, J., Bigiel, F., et al. 2020, [MNRAS](#), **497**, 1972
- Barvainis, R., Lonsdale, C., & Antonucci, R. 1996, [AJ](#), **111**, 1431
- Basu, K., Sommer, M., Erler, J., et al. 2016, [ApJ](#), **829**, L23
- Battaglia, N., Bond, J. R., Pfrommer, C., Sievers, J. L., & Sijacki, D. 2010, [ApJ](#), **725**, 91
- Battersby, C., Keto, E., Walker, D., et al. 2020a, [ApJS](#), **249**, 35
- . 2020b, [ApJS](#), **249**, 35
- Baumgardt, H., & Kroupa, P. 2007, [MNRAS](#), **380**, 1589
- Beattie, J. R., Krumholz, M. R., Skolidis, R., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2202.13020
- Beckwith, S. V. W., & Sargent, A. I. 1991, [ApJ](#), **381**, 250
- Beeston, R. A., Wright, A. H., Maddox, S., et al. 2018, [MNRAS](#), **479**, 1077
- Behar, E., Baldi, R. D., Laor, A., et al. 2015, [MNRAS](#), **451**, 517
- Behar, E., Kaspi, S., Paubert, G., et al. 2020, [MNRAS](#), **491**, 3523
- Bel, N., & Leroy, B. 1989, [A&A](#), **224**, 206
- Bell, A. R. 1978, [MNRAS](#), **182**, 147
- Belloche, A. 2013, in [EAS Publications Series](#), Vol. 62, [EAS Publications Series](#), ed. P. Hennebelle & C. Charbonnel, 25
- Bellovary, J. M., Governato, F., Quinn, T. R., et al. 2010, [ApJ](#), **721**, L148
- Benmahi, B., Cavalié, T., Dobrijevic, M., et al. 2020, [A&A](#), **641**, A140
- Benson, B. A., Ade, P. A. R., Ahmed, Z., et al. 2014, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series](#), Vol. 9153, [Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VII](#), ed. W. S. Holland & J. Zmuidzinas, 91531P

- Bergin, E. A., Lellouch, E., Harwit, M., et al. 2000, [ApJ](#), **539**, L147
- Bernal, J. J., Sephus, C. D., & Ziurys, L. M. 2021, [ApJ](#), **922**, 106
- Berta, S., Magnelli, B., Nordon, R., et al. 2011, [A&A](#), **532**, A49
- Béthermin, M., Floc'h, E. L., Ilbert, O., et al. 2012, [Astronomy & Astrophysics](#), **542**, A58
- Bierson, C. J., & Zhang, X. 2020, [Journal of Geophysical Research \(Planets\)](#), **125**, e06159
- Bigiel, F., Leroy, A., Walter, F., et al. 2008, [AJ](#), **136**, 2846
- Birkinshaw, M. 1999, [Phys. Rep.](#), **310**, 97
- Bisbas, T. G., Tan, J. C., & Tanaka, K. E. I. 2021, [MNRAS](#), **502**, 2701
- Biver, N., Moreno, R., Bockelée-Morvan, D., et al. 2016, [A&A](#), **589**, A78
- Blain, A. W., Smail, I., Ivison, R. J., Kneib, J. P., & Frayer, D. T. 2002, [Phys. Rep.](#), **369**, 111
- Blair, S. K., Magnani, L., Brand, J., & Wouterloot, J. G. A. 2008, [Astrobiology](#), **8**, 59
- Blandford, R. D., & Königl, A. 1979, [ApJ](#), **232**, 34
- Blandford, R. D., & Ostriker, J. P. 1978, [ApJ](#), **221**, L29
- Blandford, R. D., & Znajek, R. L. 1977, [MNRAS](#), **179**, 433
- Blanton, E. L., Sarazin, C. L., & McNamara, B. R. 2003, [ApJ](#), **585**, 227
- Blasi, P., Olinto, A. V., & Stebbins, A. 2000, [ApJ](#), **535**, L71
- Bleem, L. E., Stalder, B., de Haan, T., et al. 2015, [ApJS](#), **216**, 27
- Blitz, L. 1993, in *Protostars and Planets III*, ed. E. H. Levy & J. I. Lunine, 125
- Bloemen, J. B. G. M. 1985, [A&A](#), **145**, 391
- Bloemen, J. B. G. M., Bennett, K., Bignami, G. F., et al. 1984, [A&A](#), **135**, 12
- Blum, R. D., Mould, J. R., Olsen, K. A., et al. 2006, [AJ](#), **132**, 2034
- Bockelée-Morvan, D. 2000, [A&A](#), **1114**, 1101

- Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Mumma, M. J., & Weaver, H. A. 2004, [Comets II](#), 391
- Bockelée-Morvan, D., Biver, N., Jehin, E., et al. 2008, [The Astrophysical Journal](#), 679, L49
- Böhringer, H., Voges, W., Fabian, A. C., Edge, A. C., & Neumann, D. M. 1993, [Monthly Notices of the Royal Astronomical Society](#), 264, L25
- Bolatto, A. D., Wolfire, M., & Leroy, A. K. 2013a, [ARA&A](#), 51, 207
- . 2013b, [ARA&A](#), 51, 207
- Bolliet, B., Comis, B., Komatsu, E., & Macías-Pérez, J. F. 2018, [MNRAS](#), 477, 4957
- Bond, J. R., Kofman, L., & Pogosyan, D. 1996, [Nature](#), 380, 603
- Boogert, A. C. A., Gerakines, P. A., & Whittet, D. C. B. 2015a, [ARA&A](#), 53, 541
- . 2015b, [ARA&A](#), 53, 541
- Bosman, A. D., Walsh, C., & van Dishoeck, E. F. 2018, [A&A](#), 618, A182
- Botteon, A., Gastaldello, F., & Brunetti, G. 2018, [MNRAS](#), 476, 5591
- Bouwens, R., González-López, J., Aravena, M., et al. 2020, [ApJ](#), 902, 112
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., et al. 2015a, [ApJ](#), 811, 140
- . 2015b, [ApJ](#), 803, 34
- Bowler, R. A. A., Jarvis, M. J., Dunlop, J. S., et al. 2020, [MNRAS](#), 493, 2059
- Brand, J., Wouterloot, J. G. A., Rudolph, A. L., & de Geus, E. J. 2001, [A&A](#), 377, 644
- Brinch, C., & Hogerheijde, M. R. 2010, [A&A](#), 523, A25
- Britton, J. W., Nibarger, J. P., Yoon, K. W., et al. 2010, in [SPIE Proceedings](#), ed. W. S. Holland & J. Zmuidzinas (SPIE)
- Brown, M. E., & Butler, B. J. 2017, [AJ](#), 154, 19
- Brown, T., & Wilson, C. D. 2019, [ApJ](#), 879, 17
- Brunetti, G., Giacintucci, S., Cassano, R., et al. 2008, [Nature](#), 455, 944

- Brunt, C. M., & Heyer, M. H. 2002, [ApJ](#), 566, 276
- Burns, R. A., Sugiyama, K., Hirota, T., et al. 2020, [Nature Astronomy](#), 4, 506
- Butler, B. J., & Bastian, T. S. 1999, in [Astronomical Society of the Pacific Conference Series](#), Vol. 180, [Synthesis Imaging in Radio Astronomy II](#), ed. G. B. Taylor, C. L. Carilli, & R. A. Perley, 625
- Butterfield, N. O., Chuss, D. T., Guerra, J. A., et al. 2023, [arXiv e-prints](#), [arXiv:2306.01681](#)
- Callanan, D., Longmore, S. N., Kruijssen, J. M. D., et al. 2021, [MNRAS](#), 505, 4310
- Caratti o Garatti, A., Stecklum, B., Weigelt, G., et al. 2016, [A&A](#), 589, L4
- Carlson, B., Pleasance, M., Gunaratne, T., & Vrcic, S. 2020, [ALMA Memo](#) 617
- Carlstrom, J. E., Holder, G. P., & Reese, E. D. 2002, [ARA&A](#), 40, 643
- Casella, P., Maccarone, T. J., O’Brien, K., et al. 2010, [MNRAS](#), 404, L21
- Caselli, P. 2011, in [The Molecular Universe](#), ed. J. Cernicharo & R. Bachiller, Vol. 280, 19
- Casey, C. M. 2020, [ApJ](#), 900, 68
- Casey, C. M., Narayanan, D., & Cooray, A. 2014, [Phys. Rep.](#), 541, 45
- Cashman, F. H., Fox, A. J., Wakker, B. P., et al. 2023, [ApJ](#), 944, 65
- Catalano, A., Ade, P., Aravena, M., et al. 2022, [EPJ Web of Conferences](#), 257, 00010
- Cavalié, T., Billebaud, F., Biver, N., et al. 2008, [Planet. Space Sci.](#), 56, 1573
- Cavalié, T., Feuchtgruber, H., Lellouch, E., et al. 2013, [A&A](#), 553, A21
- Cazaux, S., Carrascosa, H., Muñoz Caro, G. M., et al. 2022, [A&A](#), 657, A100
- Cazzoli, G., Lattanzi, V., Coriani, S., et al. 2017, [A&A](#), 605, A20
- CCAT-Prime collaboration, Aravena, M., Austermann, J. E., et al. 2021, [arXiv e-prints](#), [arXiv:2107.10364](#)
- Ceccarelli, C., Dominik, C., López-Sepulcre, A., et al. 2014, [ApJ](#), 790, L1
- Celli, S., Morlino, G., Gabici, S., & Aharonian, F. A. 2019, [MNRAS](#), 487, 3199
- Cernicharo, J., Agúndez, M., Kaiser, R. I., et al. 2021, [A&A](#), 652, L9

- Challinor, A., & Lasenby, A. 1998, [ApJ](#), 499, 1
- Challinor, A. D., Ford, M. T., & Lasenby, A. N. 2000, [MNRAS](#), 312, 159
- Chandrasekhar, S., & Fermi, E. 1953, [ApJ](#), 118, 113
- Chang, C., Baxter, E., Jain, B., et al. 2018, [ApJ](#), 864, 83
- Charnley, S. B., & Millar, T. J. 1994, [MNRAS](#), 270, 570
- Chartab, N., Cooray, A., Ma, J., et al. 2022, [Nature Astronomy](#), 6, 844
- Chen, C.-Y., King, P. K., Li, Z.-Y., Fissel, L. M., & Mazzei, R. R. 2019, [MNRAS](#), 485, 3499
- Chen, C.-Y., & Ostriker, E. C. 2014, [ApJ](#), 785, 69
- Chen, Y. Y., Hirashita, H., Wang, W.-H., & Nakai, N. 2022, [MNRAS](#), 509, 2258
- Chevance, M., Krumholz, M. R., McLeod, A. F., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2203.09570
- Chiaki, G., Susa, H., & Hirano, S. 2018, [MNRAS](#), 475, 4378
- Chiang, Y.-K., Makiya, R., Komatsu, E., & Ménard, B. 2021, [ApJ](#), 910, 32
- Chiang, Y.-K., Makiya, R., Ménard, B., & Komatsu, E. 2020, [ApJ](#), 902, 56
- Chiang, Y.-K., Overzier, R. A., Gebhardt, K., & Henriques, B. 2017, [ApJ](#), 844, L23
- Ching, T. C., Li, D., Heiles, C., et al. 2022, [Nature](#), 601, 49
- Chisari, N. E., Mead, A. J., Joudaki, S., et al. 2019, [The Open Journal of Astrophysics](#), 2, 4
- Cho, J., & Lazarian, A. 2007, [ApJ](#), 669, 1085
- Cho, J., & Yoo, H. 2016, [ApJ](#), 821, 21
- Choi, J., Ishitsuka, H., Mima, S., et al. 2013, [Review of Scientific Instruments](#), 84, 114502
- Chomiuk, L., & Povich, M. S. 2011, [AJ](#), 142, 197
- Churazov, E., Sunyaev, R., Forman, W., & Böhringer, H. 2002, [MNRAS](#), 332, 729
- Clancy, R. T., Sandor, B. J., & Hoge, J. 2015, [Icarus](#), 254, 233

- Clancy, R. T., Sandor, B. J., & Moriarty-Schieven, G. 2012, [Icarus](#), 217, 779
- Clancy, R. T., Sandor, B. J., & Moriarty-Schieven, G. 2012, [Icarus](#), 217, 779
- Cleeves, L. I., Bergin, E. A., Öberg, K. I., et al. 2017, [ApJ](#), 843, L3
- Colafrancesco, S., Marchegiani, P., & Palladino, E. 2003, [A&A](#), 397, 27
- Colombo, D., Hughes, A., Schinnerer, E., et al. 2014a, [ApJ](#), 784, 3
- . 2014b, [ApJ](#), 784, 3
- Colombo, D., König, C., Urquhart, J. S., et al. 2021, [A&A](#), 655, L2
- Concerto Collaboration, Ade, P., Aravena, M., et al. 2020, [A&A](#), 642, A60
- Contigiani, O., Hoekstra, H., & Bahé, Y. M. 2019, [MNRAS](#), 485, 408
- Corbel, S., & Fender, R. P. 2002, [ApJ](#), 573, L35
- Corbel, S., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., et al. 2000, [A&A](#), 359, 251
- Cordiner, M. A., Nixon, C. A., Teanby, N. A., et al. 2014, [ApJ](#), 795, L30
- Cordiner, M. a., Remijan, a. J., Boissier, J., et al. 2014, [The Astrophysical Journal](#), 792, L2
- Cordiner, M. A., Palmer, M. Y., Nixon, C. A., et al. 2015, [ApJ](#), 800, L14
- Cordiner, M. A., Palmer, M. Y., de Val-Borro, M., et al. 2019, [The Astrophysical Journal](#), 870, L26
- Corral-Santana, J. M., Casares, J., Muñoz-Darias, T., et al. 2016a, [A&A](#), 587, A61
- . 2016b, [A&A](#), 587, A61
- Cortes, P. C., Crutcher, R. M., & Watson, W. D. 2005, [ApJ](#), 628, 780
- Cortés, P. C., Sanhueza, P., Houde, M., et al. 2021, [ApJ](#), 923, 204
- Cosentino, G., Jiménez-Serra, I., Henshaw, J. D., et al. 2020, [MNRAS](#), 499, 1666
- Coudé, S., Bastien, P., Kirk, H., et al. 2016, [MNRAS](#), 457, 2139
- Cox, P., & Mezger, P. G. 1989, [A&A Rev.](#), 1, 49

- Crovisier, J., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., et al. 2004, [A&A](#), 418, 1141
- Crutcher, R. M. 2012, [ARA&A](#), 50, 29
- Crutcher, R. M., & Kemball, A. J. 2019, [Frontiers in Astronomy and Space Sciences](#), 6, 66
- Crutcher, R. M., Troland, T. H., Lazareff, B., & Kazes, I. 1996, [ApJ](#), 456, 217
- Cui, W., Bregman, J. N., Bruijn, M. P., et al. 2020, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series, Vol. 11444](#), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 114442S
- Cui, W., Dave, R., Knebe, A., et al. 2022, [MNRAS](#), 514, 977
- Da Rio, N., Tan, J. C., & Jaehnig, K. 2014, [ApJ](#), 795, 55
- Dabironezare, S. O. 2020, PhD thesis
- Dale, J. E., Bonnell, I. A., & Whitworth, A. P. 2007, [MNRAS](#), 375, 1291
- Dame, T. M., Ungerechts, H., Cohen, R. S., et al. 1987, [ApJ](#), 322, 706
- Danielson, A. L. R., Swinbank, A. M., Smail, I., et al. 2013, [MNRAS](#), 436, 2793
- Davis, Leverett, J., & Greenstein, J. L. 1951, [ApJ](#), 114, 206
- Davis, L. 1951, [Physical Review](#), 81, 890
- Day, P. K., LeDuc, H. G., Mazin, B. A., Vayonakis, A., & Zmuidzinas, J. 2003, [Nature](#), 425, 817
- de Graaff, A., Cai, Y.-C., Heymans, C., & Peacock, J. A. 2019, [A&A](#), 624, A48
- de Kleer, K., Butler, B., de Pater, I., et al. 2021a, [The Planetary Science Journal](#), 2, 5
- de Kleer, K., Cambioni, S., & Shepard, M. 2021b, [The Planetary Science Journal](#), 2, 149
- De Looze, I., Baes, M., Bendo, G. J., Cortese, L., & Fritz, J. 2011, [MNRAS](#), 416, 2712
- De Looze, I., Cormier, D., Lebouteiller, V., et al. 2014, [A&A](#), 568, A62
- Decarli, R., Walter, F., Venemans, B. P., et al. 2017, [Nature](#), 545, 457
- Decarli, R., Aravena, M., Boogaard, L., et al. 2020, [ApJ](#), 902, 110

- Dekel, A., & Birnboim, Y. 2006, [MNRAS](#), **368**, 2
- Dello Russo, N., Kawakita, H., Vervack, R. J., & Weaver, H. A. 2016, [Icarus](#), **278**, 301
- Delvecchio, I., Gruppioni, C., Pozzi, F., et al. 2014, [MNRAS](#), **439**, 2736
- Denoyer, L. K. 1979, [ApJ](#), **232**, L165
- Desch, S. J., Young, E. D., Dunham, E. T., Fujimoto, Y., & Dunlap, D. R. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2203.11169
- Di Mascolo, L., Churazov, E., & Mroczkowski, T. 2019a, [MNRAS](#), **487**, 4037
- Di Mascolo, L., Mroczkowski, T., Churazov, E., et al. 2019b, [A&A](#), **628**, A100
- Di Matteo, T., Colberg, J., Springel, V., Hernquist, L., & Sijacki, D. 2008, [ApJ](#), **676**, 33
- Di Matteo, T., Croft, R. A. C., Feng, Y., Waters, D., & Wilkins, S. 2017, [MNRAS](#), **467**, 4243
- Di Matteo, T., Springel, V., & Hernquist, L. 2005, [Nature](#), **433**, 604
- Di Teodoro, E. M., McClure-Griffiths, N. M., Lockman, F. J., & Armillotta, L. 2020, [Nature](#), **584**, 364
- Di Teodoro, E. M., McClure-Griffiths, N. M., Lockman, F. J., et al. 2018, [ApJ](#), **855**, 33
- Diemer, B., & Kravtsov, A. V. 2014, [ApJ](#), **789**, 1
- Diemer, B., Mansfield, P., Kravtsov, A. V., & More, S. 2017, [ApJ](#), **843**, 140
- Ding, X., Onoue, M., Silverman, J. D., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2211.14329
- Dobbs, C. L., Bonnell, I. A., & Pringle, J. E. 2006, [MNRAS](#), **371**, 1663
- Dobbs, C. L., Burkert, A., & Pringle, J. E. 2011, [MNRAS](#), **417**, 1318
- Dodson, R., & Rioja, M. J. 2009, arXiv e-prints, arXiv:0910.1159
- Doeleman, S., Akiyama, K., Blackburn, L., et al. 2019a, *BAAS*, **51**, 537
- Doeleman, S., Blackburn, L., Dexter, J., et al. 2019b, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 51, 256
- Doi, Y., Hasegawa, T., Furuya, R. S., et al. 2020, [ApJ](#), **899**, 28
- Doi, Y., Tomisaka, K., Hasegawa, T., et al. 2021, [ApJ](#), **923**, L9

- Dole, H., Lagache, G., Puget, J. L., et al. 2006, [A&A](#), 451, 417
- Dolginov, A. Z., & Mytrophanov, I. G. 1976, [Ap&SS](#), 43, 257
- Done, C., Gierliński, M., & Kubota, A. 2007, [A&A Rev.](#), 15, 1
- Drabek, E., Hatchell, J., Friberg, P., et al. 2012, [MNRAS](#), 426, 23
- Draine, B. T. 2006, [ApJ](#), 636, 1114
- . 2011, Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium
- Draine, B. T., & Anderson, N. 1985, [ApJ](#), 292, 494
- Draine, B. T., & Lee, H. M. 1984, [ApJ](#), 285, 89
- Draine, B. T., & Weingartner, J. C. 1997, [ApJ](#), 480, 633
- Drury, L. O. 1983, [Reports on Progress in Physics](#), 46, 973
- Dunham, M. M., Offner, S. S. R., Pineda, J. E., et al. 2016, [ApJ](#), 823, 160
- Dunlop, J. S., McLure, R. J., Biggs, A. D., et al. 2017, [MNRAS](#), 466, 861
- Dwek, E. 1998, [ApJ](#), 501, 643
- Dwek, E., Galliano, F., & Jones, A. P. 2007, [ApJ](#), 662, 927
- Dwek, E., & Scalo, J. M. 1980, [ApJ](#), 239, 193
- Efstathiou, G., & Migliaccio, M. 2012, [MNRAS](#), 423, 2492
- EHT Collaboration, Akiyama, K., Alberdi, A., et al. 2019a, [ApJ](#), 875, L1
- . 2019b, [ApJ](#), 875, L2
- . 2019c, [ApJ](#), 875, L3
- . 2019d, [ApJ](#), 875, L4
- . 2019e, [ApJ](#), 875, L5
- . 2019f, [ApJ](#), 875, L6

EHT Collaboration, Akiyama, K., Algaba, J. C., et al. 2021a, [ApJ](#), 910, L12

—. 2021b, [ApJ](#), 910, L13

EHT Collaboration, Akiyama, K., Alberdi, A., et al. 2022a, [ApJ](#), 930, L12

—. 2022b, [ApJ](#), 930, L13

—. 2022c, [ApJ](#), 930, L14

—. 2022d, [ApJ](#), 930, L15

—. 2022e, [ApJ](#), 930, L16

—. 2022f, [ApJ](#), 930, L17

Eilers, A.-C., Hogg, D. W., Rix, H.-W., et al. 2022, [ApJ](#), 928, 23

Eistrup, C., Walsh, C., & van Dishoeck, E. F. 2016, [A&A](#), 595, A83

Elmegreen, B. G., & Lada, C. J. 1977, [ApJ](#), 214, 725

Encrenaz, T., Serabyn, E., & Weisstein, E. W. 1996, [Icarus](#), 124, 616

Endo, A., Karatsu, K., Tamura, Y., et al. 2019a, [Nature Astronomy](#), 3, 989

—. 2019b, [Nature Astronomy](#), 3, 989

Endo, A., Karatsu, K., Laguna, A. P., et al. 2019c, [Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems](#), 5, 035004

—. 2019d, [J. Astron. Telesc. Instrum. Syst.](#), 5, 035004

Enokiya, R., & Fukui, Y. 2022, [ApJ](#), 931, 155

Enokiya, R., Torii, K., & Fukui, Y. 2021a, [PASJ](#), 73, S75

—. 2021b, [PASJ](#), 73, S75

Enßlin, T. A., & Kaiser, C. R. 2000, [A&A](#), 360, 417

Erler, J., Basu, K., Chluba, J., & Bertoldi, F. 2018, [MNRAS](#), 476, 3360

Euclid Collaboration, Barnett, R., Warren, S. J., et al. 2019, [A&A](#), 631, A85

- Fabbri, R. 1981, [Ap&SS](#), **77**, 529
- Fabian, A. C. 2012, [ARA&A](#), **50**, 455
- Faisst, A. L., Fudamoto, Y., Oesch, P. A., et al. 2020, [MNRAS](#), **498**, 4192
- Falgarone, E., Pety, J., & Hily-Blant, P. 2009, [A&A](#), **507**, 355
- Falgarone, E., Troland, T. H., Crutcher, R. M., & Paubert, G. 2008, [A&A](#), **487**, 247
- Fan, X., Strauss, M. A., Schneider, D. P., et al. 2003, [AJ](#), **125**, 1649
- Fanciullo, L., Kemper, F., Pattle, K., et al. 2022, [MNRAS](#), **512**, 1985
- Farrell, S. A., Webb, N. A., Barret, D., Godet, O., & Rodrigues, J. M. 2009, [Nature](#), **460**, 73
- Fasano, A., Aguiar, M., Benoit, A., et al. 2020, [Journal of Low Temperature Physics](#), **199**, 529
- Favre, C., López-Sepulcre, A., Ceccarelli, C., et al. 2017, [A&A](#), **608**, A82
- Favre, C., Ceccarelli, C., López-Sepulcre, A., et al. 2018, [ApJ](#), **859**, 136
- Feltre, A., Maseda, M. V., Bacon, R., et al. 2020, [A&A](#), **641**, A118
- Fender, R. P., Belloni, T. M., & Gallo, E. 2004, [MNRAS](#), **355**, 1105
- Feng, Y., Di-Matteo, T., Croft, R. A., et al. 2016, [MNRAS](#), **455**, 2778
- Ferland, G. J., Korista, K. T., Verner, D. A., et al. 1998, [PASP](#), **110**, 761
- Fernandez, L. C., Secrest, N. J., Johnson, M. C., et al. 2022, [ApJ](#), **927**, 18
- Fernández-Martín, A., Pérez-Montero, E., Vílchez, J. M., & Mampaso, A. 2017, [A&A](#), **597**, A84
- Ferrara, A., Viti, S., & Ceccarelli, C. 2016, [MNRAS](#), **463**, L112
- Ferrière, K., Gillard, W., & Jean, P. 2007, [A&A](#), **467**, 611
- Feuchtgruber, H., Lellouch, E., Orton, G., et al. 2013, [A&A](#), **551**, A126
- Field, G. B. 1965, [ApJ](#), **142**, 531
- Fitz Axen, M., Offner, S. S. S., Gaches, B. A. L., et al. 2021, [ApJ](#), **915**, 43

- Fletcher, L. N., Swinyard, B., Salji, C., et al. 2012, [A&A](#), 539, A44
- Fletcher, L. N., Helled, R., Roussos, E., et al. 2020, [Planet. Space Sci.](#), 191, 105030
- Fontani, F., Colzi, L., Bizzocchi, L., et al. 2022a, [A&A](#), 660, A76
- . 2022b, [A&A](#), 660, A76
- Forbrich, J., Wiesemeyer, H., Thum, C., Belloche, A., & Menten, K. M. 2008, [A&A](#), 492, 757
- Francés-Monerris, A., Carmona-García, J., Trabelsi, T., et al. 2022, [Nature Communications](#), 13, 4425
- Franco, M., Elbaz, D., Béthermin, M., et al. 2018, [A&A](#), 620, A152
- Fudamoto, Y., Oesch, P. A., Faisst, A., et al. 2020, [A&A](#), 643, A4
- Fudamoto, Y., Oesch, P. A., Schouws, S., et al. 2021, [Nature](#), 597, 489
- Fuente, A., Goicoechea, J. R., Pety, J., et al. 2017, [ApJ](#), 851, L49
- Fujii, M. S., & Portegies Zwart, S. 2016, [ApJ](#), 817, 4
- Fujimoto, Y., Inutsuka, S.-i., & Baba, J. 2023, [MNRAS](#), 523, 3049
- Fujimoto, Y., Krumholz, M. R., & Inutsuka, S.-i. 2020, [MNRAS](#), 497, 2442
- Fujita, R., & Hikida, W. 2009, [Classical and Quantum Gravity](#), 26, 135002
- Fujita, Y., Akahori, T., Umetsu, K., Sarazin, C. L., & Wong, K.-W. 2017, [ApJ](#), 834, 13
- Fukuda, K., Hiyagon, H., Fujiya, W., et al. 2021, [Geochim. Cosmochim. Acta](#), 293, 187
- Fukuda, T., Yoshiike, S., Sano, H., et al. 2014, [ApJ](#), 788, 94
- Fukugita, M., Hogan, C. J., & Peebles, P. J. E. 1998, [ApJ](#), 503, 518
- Fukui, Y., Habe, A., Inoue, T., Enokiya, R., & Tachihara, K. 2021a, [PASJ](#), 73, S1
- Fukui, Y., Inoue, T., Hayakawa, T., & Torii, K. 2021b, [PASJ](#), 73, S405
- Fukui, Y., Sano, H., Yamane, Y., et al. 2021c, [ApJ](#), 915, 84
- Fukui, Y., Torii, K., Onishi, T., et al. 2015, [ApJ](#), 798, 6

- Fukui, Y., Tsuge, K., Sano, H., et al. 2017a, [PASJ](#), 69, L5
- Fukui, Y., Mizuno, N., Yamaguchi, R., et al. 1999, [PASJ](#), 51, 745
- Fukui, Y., Kawamura, A., Wong, T., et al. 2009a, [ApJ](#), 705, 144
- . 2009b, [ApJ](#), 705, 144
- Fukui, Y., Sano, H., Sato, J., et al. 2012, [ApJ](#), 746, 82
- . 2017b, [ApJ](#), 850, 71
- Fukui, Y., Koga, M., Maruyama, S., et al. 2021d, [PASJ](#), 73, S117
- Fukushima, H., & Yajima, H. 2021, [MNRAS](#), 506, 5512
- . 2022, [MNRAS](#), 511, 3346
- Fukushima, H., Yajima, H., Sugimura, K., et al. 2020a, [MNRAS](#), 497, 3830
- Fukushima, K., Yamaguchi, H., Slane, P. O., et al. 2020b, [ApJ](#), 897, 62
- Furuya, K., Aikawa, Y., Hincelin, U., et al. 2015a, [A&A](#), 584, A124
- . 2015b, [A&A](#), 584, A124
- Furuya, K., Drozdovskaya, M. N., Visser, R., et al. 2017, [A&A](#), 599, A40
- Furuya, K., Oba, Y., & Shimonishi, T. 2022, [ApJ](#), 926, 171
- Furuya, K., van Dishoeck, E. F., & Aikawa, Y. 2016, [A&A](#), 586, A127
- Furuya, K., Watanabe, Y., Sakai, T., Aikawa, Y., & Yamamoto, S. 2018, [A&A](#), 615, L16
- Gabici, S., & Aharonian, F. A. 2007, [ApJ](#), 665, L131
- Gaches, B. A. L., Offner, S. S. R., & Bisbas, T. G. 2019, [ApJ](#), 878, 105
- Gaches, B. A. L., Walch, S., Offner, S. S. R., & Munker, C. 2020, [ApJ](#), 898, 79
- Gallerani, S., Ferrara, A., Neri, R., & Maiolino, R. 2014, [MNRAS](#), 445, 2848
- Gandhi, P., Makishima, K., Durant, M., et al. 2008, [MNRAS](#), 390, L29

- Gandhi, P., Blain, A. W., Russell, D. M., et al. 2011, [ApJ](#), 740, L13
- Gandilo, N. N., Ade, P. A. R., Angilè, F. E., et al. 2016, [ApJ](#), 824, 84
- Ganguly, S., Walch, S., Clarke, S. D., & Seifried, D. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2204.02511
- Gao, Y., & Solomon, P. M. 2004, [ApJS](#), 152, 63
- Garrod, R. T., Wakelam, V., & Herbst, E. 2007, [A&A](#), 467, 1103
- Garufi, A., Podio, L., Codella, C., et al. 2022, [A&A](#), 658, A104
- Gastaldello, F., Wik, D. R., Molendi, S., et al. 2015, [ApJ](#), 800, 139
- Gaume, R. A., Claussen, M. J., de Pree, C. G., Goss, W. M., & Mehringer, D. M. 1995, [ApJ](#), 449, 663
- Getman, K. V., & Feigelson, E. D. 2021, [ApJ](#), 916, 32
- Getman, K. V., Feigelson, E. D., Garmire, G., Broos, P., & Wang, J. 2007, [ApJ](#), 654, 316
- Ghisellini, G., Righi, C., Costamante, L., & Tavecchio, F. 2017, [MNRAS](#), 469, 255
- Gilli, R., Norman, C., Calura, F., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2206.03508
- Ginolfi, M., Jones, G. C., Béthermin, M., et al. 2020, [A&A](#), 633, A90
- Giuliani, A., Cardillo, M., Tavani, M., et al. 2011, [ApJ](#), 742, L30
- Glover, S. C. O., Clark, P. C., Micic, M., & Molina, F. 2015, [MNRAS](#), 448, 1607
- Gnedin, O. Y., Kravtsov, A. V., Klypin, A. A., & Nagai, D. 2004, [ApJ](#), 616, 16
- Gobat, R., Daddi, E., Coogan, R. T., et al. 2019, [A&A](#), 629, A104
- Goldbaum, N. J., Krumholz, M. R., Matzner, C. D., & McKee, C. F. 2011, [ApJ](#), 738, 101
- Goldreich, P., & Kylafis, N. D. 1981, [ApJ](#), 243, L75
- Goldsmith, P. F., Heyer, M., Narayanan, G., et al. 2008, [ApJ](#), 680, 428
- Goldsmith, P. F., Velusamy, T., Li, D., & Langer, W. D. 2010, [ApJ](#), 715, 1370
- Gómez, G. C., Walsh, C., & Palau, A. 2022, [MNRAS](#), 513, 1244

- Gomez, H. L., Clark, C. J. R., Nozawa, T., et al. 2012, [MNRAS](#), 420, 3557
- Gonzalez, G., Brownlee, D., & Ward, P. 2001, [Icarus](#), 152, 185
- Goodman, A. A., Benson, P. J., Fuller, G. A., & Myers, P. C. 1993, [ApJ](#), 406, 528
- Gralla, M. B., Crichton, D., Marriage, T. A., et al. 2014, [MNRAS](#), 445, 460
- Greco, J. P., Hill, J. C., Spergel, D. N., & Battaglia, N. 2015, [ApJ](#), 808, 151
- Green, C. E., Green, J. A., Burton, M. G., et al. 2014, [MNRAS](#), 443, 2252
- Greene, J. E. 2012, [Nature Communications](#), 3, 1304
- Greene, J. E., Strader, J., & Ho, L. C. 2020, [ARA&A](#), 58, 257
- Grenier, I. A., Casandjian, J.-M., & Terrier, R. 2005, [science](#), 307, 1292
- Groppi, C., Walker, C., Kulesa, C., et al. 2008, in [SPIE Proceedings](#), ed. W. D. Duncan, W. S. Holland, S. Withington, & J. Zmuidzinas (SPIE)
- Grosso, N., Hamaguchi, K., Principe, D. A., & Kastner, J. H. 2020, [A&A](#), 638, L4
- Gruendl, R. A., & Chu, Y. 2009, [ApJS](#), 184, 172
- Gruppioni, C., Béthermin, M., Loiacono, F., et al. 2020, [A&A](#), 643, A8
- Gry, C., Boulanger, F., Nehmé, C., et al. 2002, [A&A](#), 391, 675
- Gu, L., Akamatsu, H., Shimwell, T. W., et al. 2019, [Nature Astronomy](#), 3, 838
- Guan, Y., Clark, S. E., Hensley, B. S., et al. 2021a, [ApJ](#), 920, 6
- . 2021b, [ApJ](#), 920, 6
- Guillet, V., Fanciullo, L., Verstraete, L., et al. 2018, [A&A](#), 610, A16
- Guo, M., Inayoshi, K., Michiyama, T., & Ho, L. C. 2020, [ApJ](#), 901, 39
- Gupta, A., Yen, H.-W., Koch, P., et al. 2022, [ApJ](#), 930, 67
- Gurwell, M. A., Bergin, E. A., Melnick, G. J., & Tolls, V. 2005, [Icarus](#), 175, 23
- Gurwell, M. A., Muhleman, D. O., Shah, K. P., et al. 1995, [Icarus](#), 115, 141

- Gurwell, M. A., Bergin, E. A., Melnick, G. J., et al. 2000, [ApJ](#), 539, L143
- H. E. S. S. Collaboration, Abdalla, H., Abramowski, A., et al. 2018, [A&A](#), 612, A7
- Ha, J.-H., Ryu, D., & Kang, H. 2018, [ApJ](#), 857, 26
- Habouzit, M., Onoue, M., Bañados, E., et al. 2022, [MNRAS](#), 511, 3751
- Hacar, A., Clark, S., Heitsch, F., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2203.09562
- Hacar, A., Tafalla, M., Forbrich, J., et al. 2018, [A&A](#), 610, A77
- Hacar, A., Tafalla, M., Kauffmann, J., & Kovács, A. 2013, [A&A](#), 554, A55
- Han, X., & Hjellming, R. M. 1992, [ApJ](#), 400, 304
- Harikane, Y., Ouchi, M., Ono, Y., et al. 2019, [ApJ](#), 883, 142
- Harikane, Y., Ouchi, M., Inoue, A. K., et al. 2020, [ApJ](#), 896, 93
- Harikane, Y., Inoue, A. K., Mawatari, K., et al. 2022a, [ApJ](#), 929, 1
- Harikane, Y., Ono, Y., Ouchi, M., et al. 2022b, [ApJS](#), 259, 20
- Harris, A. I., Sieth, M., Lau, J. M., et al. 2012, [Review of Scientific Instruments](#), 83, 086105
- Harsono, D., Persson, M. V., Ramos, A., et al. 2020, [A&A](#), 636, A26
- Hartmann, L., Ballesteros-Paredes, J., & Bergin, E. A. 2001, [ApJ](#), 562, 852
- Hartogh, P., Jarchow, C., Lellouch, E., et al. 2010, [A&A](#), 521, L49
- Hashimoto, I., Chiba, M., Okada, N., et al. 2020, [Journal of Vibration Engineering & Technologies](#), 8, 909
- Hashimoto, T., Garel, T., Guiderdoni, B., et al. 2017, [A&A](#), 608, A10
- Hashimoto, T., Laporte, N., Mawatari, K., et al. 2018, [Nature](#), 557, 392
- Hashimoto, T., Inoue, A. K., Mawatari, K., et al. 2019, [PASJ](#), 71, 71
- Hasselfield, M., Hilton, M., Marriage, T. A., et al. 2013, [J. Cosmology Astropart. Phys.](#), 2013, 008
- Hatchfield, H. P., Sormani, M. C., Tress, R. G., et al. 2021, [ApJ](#), 922, 79

- Hatsukade, B., Ohta, K., Seko, A., Yabe, K., & Akiyama, M. 2013, [ApJ](#), **769**, L27
- Hatsukade, B., Kohno, K., Yamaguchi, Y., et al. 2018, [PASJ](#), **70**, 105
- Hauser, M. G., Arendt, R. G., Kelsall, T., et al. 1998, [ApJ](#), **508**, 25
- Hemmati, S., Yan, L., Diaz-Santos, T., et al. 2017, [ApJ](#), **834**, 36
- Henkel, C., Downes, D., Weiß, A., Riechers, D., & Walter, F. 2010, [A&A](#), **516**, A111
- Henkel, C., & Mauersberger, R. 1993, [A&A](#), **274**, 730
- Henkel, C., Asiri, H., Ao, Y., et al. 2014, [A&A](#), **565**, A3
- Hennebelle, P., & Chabrier, G. 2008, [ApJ](#), **684**, 395
- Hennebelle, P., & Iffrig, O. 2014, [A&A](#), **570**, A81
- Hennebelle, P., Lee, Y.-N., & Chabrier, G. 2019, [ApJ](#), **883**, 140
- Henshaw, J. D., Barnes, A. T., Battersby, C., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2203.11223
- Hensley, B. S., & Draine, B. T. 2021, [ApJ](#), **906**, 73
- Herczeg, G. J., Johnstone, D., Mairs, S., et al. 2017, [ApJ](#), **849**, 43
- Heyer, M., & Dame, T. M. 2015, [ARA&A](#), **53**, 583
- Heyer, M., Krawczyk, C., Duval, J., & Jackson, J. M. 2009, [ApJ](#), **699**, 1092
- Heyer, M. H., & Brunt, C. M. 2004, [ApJ](#), **615**, L45
- Heyer, M. H., Carpenter, J. M., & Snell, R. L. 2001, [ApJ](#), **551**, 852
- HI4PI Collaboration, Ben Bekhti, N., Flöer, L., et al. 2016, [A&A](#), **594**, A116
- Hickox, R. C., & Alexander, D. M. 2018, [ARA&A](#), **56**, 625
- Higuchi, A. E., Sakai, N., Watanabe, Y., et al. 2018, [ApJS](#), **236**, 52
- Hildebrand, R. H., Dotson, J. L., Dowell, C. D., Schleuning, D. A., & Vaillancourt, J. E. 1999, [ApJ](#), **516**, 834
- Hildebrand, R. H., Kirby, L., Dotson, J. L., Houde, M., & Vaillancourt, J. E. 2009, [ApJ](#), **696**, 567

- Hill, J. C., Baxter, E. J., Lidz, A., Greco, J. P., & Jain, B. 2018, [Phys. Rev. D](#), **97**, 083501
- Hill, J. C., & Pajer, E. 2013, [Phys. Rev. D](#), **88**, 063526
- Hilton, M., Sifón, C., Naess, S., et al. 2021, [ApJS](#), **253**, 3
- Hincks, A. D., Acquaviva, V., Ade, P. A. R., et al. 2010, [ApJS](#), **191**, 423
- Hirano, S., Tsukamoto, Y., Basu, S., & Machida, M. N. 2020, [ApJ](#), **898**, 118
- Hirashita, H. 1999, [ApJ](#), **510**, L99
- Hirashita, H., & Chiang, I. D. 2022, [MNRAS](#), **516**, 1612
- Hitomi Collaboration, Aharonian, F., Akamatsu, H., et al. 2016, [Nature](#), **535**, 117
- . 2018a, [PASJ](#), **70**, 9
- . 2018b, [PASJ](#), **70**, 10
- Hodge, J. A., & da Cunha, E. 2020, [Royal Society Open Science](#), **7**, 200556
- Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1999, [Reviews of Modern Physics](#), **71**, 173
- Hollenbach, D. J., Werner, M. W., & Salpeter, E. E. 1971, [ApJ](#), **163**, 165
- Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., et al. 2006, [ApJS](#), **163**, 1
- Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., & Kereš, D. 2008, [ApJS](#), **175**, 356
- Hopkins, P. F., Hernquist, L., Martini, P., et al. 2005, [ApJ](#), **625**, L71
- Horowitz, B., & Seljak, U. 2017, [MNRAS](#), **469**, 394
- Hosokawa, T., & Inutsuka, S.-i. 2006, [ApJ](#), **648**, L131
- Hosokawa, T., Yorke, H. W., & Omukai, K. 2010, [ApJ](#), **721**, 478
- Hou, K.-C., Aoyama, S., Hirashita, H., Nagamine, K., & Shimizu, I. 2019, [MNRAS](#), **485**, 1727
- Hoyer, S., & Hamman, J. 2016, [Journal of Open Research Software](#), **5**
- Hsieh, C.-h., Hu, Y., Lai, S.-P., et al. 2019, [ApJ](#), **873**, 16

- Hsieh, P.-Y., Koch, P. M., Kim, W.-T., et al. 2018, [ApJ](#), 862, 150
- Hu, Y., Yuen, K. H., Lazarian, V., et al. 2019, [Nature Astronomy](#), 3, 776
- Hughes, D. H., Serjeant, S., Dunlop, J., et al. 1998, [Nature](#), 394, 241
- Hull, C. L. H., & Zhang, Q. 2019, [Frontiers in Astronomy and Space Sciences](#), 6, 3
- Hull, C. L. H., Plambeck, R. L., Kwon, W., et al. 2014, [ApJS](#), 213, 13
- Hunter, T. R., Brogan, C. L., MacLeod, G., et al. 2017, [ApJ](#), 837, L29
- Hutsemékers, D., Agís González, B., Marin, F., et al. 2019, [A&A](#), 625, A54
- Hwang, J., Kim, J., Pattle, K., et al. 2021, [ApJ](#), 913, 85
- Ichikawa, K., Ricci, C., Ueda, Y., et al. 2019, [ApJ](#), 870, 31
- Ichiki, K., Sumiya, K., & Liu, G.-C. 2022, [Phys. Rev. D](#), 105, 063507
- Iino, T., Ohyama, H., Hirahara, Y., Takahashi, T., & Tsukagoshi, T. 2016, [AJ](#), 152, 179
- Iino, T., Sagawa, H., & Tsukagoshi, T. 2020, [The Astrophysical Journal](#), 890, 95
- Iino, T., & Yamada, T. 2018, [AJ](#), 155, 92
- Imai, M., Sakai, N., Oya, Y., et al. 2016, [ApJ](#), 830, L37
- Imanishi, K., Tsujimoto, M., & Koyama, K. 2001, [ApJ](#), 563, 361
- Inami, H., Bacon, R., Brinchmann, J., et al. 2017, [A&A](#), 608, A2
- Inami, H., Algera, H. S. B., Schouws, S., et al. 2022, [MNRAS](#), 515, 3126
- Inayoshi, K., Ichikawa, K., & Haiman, Z. 2018, [ApJ](#), 863, L36
- Inayoshi, K., Visbal, E., & Haiman, Z. 2020, [ARA&A](#), 58, 27
- Indriolo, N., Neufeld, D. A., Gerin, M., et al. 2015, [ApJ](#), 800, 40
- Inoue, A. K., Tamura, Y., Matsuo, H., et al. 2016, [Science](#), 352, 1559
- Inoue, T., & Fukui, Y. 2013, [ApJ](#), 774, L31

- Inoue, T., Hennebelle, P., Fukui, Y., et al. 2018, [PASJ](#), 70, S53
- Inoue, T., & Inutsuka, S.-i. 2012, [ApJ](#), 759, 35
- Inoue, T., Yamazaki, R., & Inutsuka, S.-i. 2009, [ApJ](#), 695, 825
- Inoue, T., Yamazaki, R., Inutsuka, S.-i., & Fukui, Y. 2012, [ApJ](#), 744, 71
- Inoue, Y., & Doi, A. 2018, [ApJ](#), 869, 114
- Inoue, Y., Khangulyan, D., & Doi, A. 2020, [ApJ](#), 891, L33
- Inutsuka, S.-i. 2001, [ApJ](#), 559, L149
- Inutsuka, S.-i., Inoue, T., Iwasaki, K., & Hosokawa, T. 2015a, [A&A](#), 580, A49
- . 2015b, [A&A](#), 580, A49
- Inutsuka, S.-I., & Miyama, S. M. 1992, [ApJ](#), 388, 392
- Inutsuka, S.-i., & Miyama, S. M. 1997, [ApJ](#), 480, 681
- Ishibashi, W. 2021, [MNRAS](#), 505, 5846
- Issaoun, S., Wielgus, M., Jorstad, S., et al. 2022, [ApJ](#), 934, 145
- Ita, Y., Onaka, T., Kato, D., et al. 2008, [PASJ](#), 60, 435
- Itoh, H., & Masai, K. 1989, [MNRAS](#), 236, 885
- Itoh, N., Kohyama, Y., & Nozawa, S. 1998, [ApJ](#), 502, 7
- Itoh, N., Nozawa, S., & Kohyama, Y. 2000, [ApJ](#), 533, 588
- Ivezić, Ž., Kahn, S. M., Tyson, J. A., et al. 2019, [ApJ](#), 873, 111
- Iwasaki, K., & Tomida, K. 2022, [ApJ](#), 934, 174
- Iwasaki, K., Tomida, K., Inoue, T., & Inutsuka, S.-i. 2019, [ApJ](#), 873, 6
- Izumi, N., Kobayashi, N., Yasui, C., et al. 2022, [ApJ](#), 936, 181
- Izumi, T., Onoue, M., Matsuoka, Y., et al. 2019, [PASJ](#), 71, 111

- Izumi, T., Nguyen, D. D., Imanishi, M., et al. 2020, [ApJ](#), 898, 75
- Izumi, T., Matsuoka, Y., Fujimoto, S., et al. 2021, [ApJ](#), 914, 36
- Jacquet, E. 2019, [A&A](#), 624, A131
- Janssen, M., Falcke, H., Kadler, M., et al. 2021, [Nature Astronomy](#), 5, 1017
- Jeffreson, S. M. R., & Kruijssen, J. M. D. 2018, [MNRAS](#), 476, 3688
- Jeffreson, S. M. R., Kruijssen, J. M. D., Keller, B. W., Chevance, M., & Glover, S. C. O. 2020, [MNRAS](#), 498, 385
- Jenkins, E. B. 2009, [ApJ](#), 700, 1299
- Jensen, S. S., Jørgensen, J. K., Furuya, K., Haugbølle, T., & Aikawa, Y. 2021a, [A&A](#), 649, A66
- Jensen, S. S., Jørgensen, J. K., Kristensen, L. E., et al. 2021b, [A&A](#), 650, A172
- . 2019, [A&A](#), 631, A25
- Jeong, O., Plambeck, R., Suzuki, A., & Lee, A. T. 2019, in [Astronomical Optics: Design, Manufacture, and Test of Space and Ground Systems II](#), ed. P. Hallibert, T. B. Hull, & D. W. Kim (SPIE)
- Jewitt, D. C. 1997, [Science](#), 278, 90
- Jiang, L., McGreer, I. D., Fan, X., et al. 2016, [ApJ](#), 833, 222
- Jiang, L., Kashikawa, N., Wang, S., et al. 2021, [Nature Astronomy](#), 5, 256
- Jiang, Y.-F., Greene, J. E., & Ho, L. C. 2011, [ApJ](#), 737, L45
- Jijina, J., Myers, P. C., & Adams, F. C. 1999, [ApJS](#), 125, 161
- Jiménez-Donaire, M. J., Cormier, D., Bigiel, F., et al. 2017, [ApJ](#), 836, L29
- Jiménez-Donaire, M. J., Bigiel, F., Leroy, A. K., et al. 2019, [ApJ](#), 880, 127
- Jing, Y. P., & Suto, Y. 2002, [ApJ](#), 574, 538
- Jones, T. J., Bagley, M., Krejny, M., Andersson, B. G., & Bastien, P. 2015, [AJ](#), 149, 31
- Jørgensen, J. K., Belloche, A., & Garrod, R. T. 2020, [ARA&A](#), 58, 727

- Juvela, M., Malinen, J., & Lunttila, T. 2012, [A&A](#), 544, A141
- Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, D., et al. 2005, [A&A](#), 440, 775
- Kalberla, P. M. W., & Kerp, J. 2009, [ARA&A](#), 47, 27
- Kalberla, P. M. W., Kerp, J., & Haud, U. 2020, [A&A](#), 639, A26
- . 2021, [A&A](#), 654, A91
- Kalvāns, J. 2021, [ApJ](#), 910, 54
- Kamionkowski, M., & Loeb, A. 1997, [Phys. Rev. D](#), 56, 4511
- Kandori, R., Nakajima, Y., Tamura, M., et al. 2005, [AJ](#), 130, 2166
- Kandori, R., Tomisaka, K., Saito, M., et al. 2020, [ApJ](#), 888, 120
- Kang, H., Ryu, D., Cen, R., & Ostriker, J. P. 2007, [ApJ](#), 669, 729
- Karkare, K. S., Barry, P. S., Bradford, C. M., et al. 2020, [Journal of Low Temperature Physics](#), 199, 849
- Kaspi, V. M., Lyne, A. G., Manchester, R. N., et al. 1993, [ApJ](#), 409, L57
- Kataoka, A., Muto, T., Momose, M., et al. 2015, [ApJ](#), 809, 78
- Kataoka, A., Tsukagoshi, T., Momose, M., et al. 2016, [ApJ](#), 831, L12
- Kato, D., Ita, Y., Onaka, T., et al. 2012, [AJ](#), 144, 179
- Katz, H., & Ricotti, M. 2013, [MNRAS](#), 432, 3250
- Kauffmann, J., Goldsmith, P. F., Melnick, G., et al. 2017, [A&A](#), 605, L5
- Kawabe, R., Kohno, K., Tamura, Y., et al. 2016, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series](#), Vol. 9906, [Ground-based and Airborne Telescopes VI](#), ed. H. J. Hall, R. Gilmozzi, & H. K. Marshall, 990626
- Kawaguchi, T., Saito, Y., Miki, Y., & Mori, M. 2014, [ApJ](#), 789, L13
- Kawamura, A., Mizuno, Y., Minamidani, T., et al. 2009a, [ApJS](#), 184, 1
- . 2009b, [ApJS](#), 184, 1

- Kawamuro, T., Ricci, C., Imanishi, M., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2208.03880
- Kawasaki, M. T., Ozaki, M., Nagase, F., et al. 2002, [ApJ](#), **572**, 897
- Kee, N. D., Sundqvist, J. O., Decin, L., de Koter, A., & Sana, H. 2021, [A&A](#), **646**, A180
- Kemper, F., Woods, P. M., Antoniou, V., et al. 2010, [PASP](#), **122**, 683
- Kennicutt, Robert C., J. 1998, [ApJ](#), **498**, 541
- Kermish, Z. D., Ade, P., Anthony, A., et al. 2012, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series](#), Vol. 8452, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Kernasovskiy, S. A., Kuenstner, S. E., Karpel, E., et al. 2018, [Journal of Low Temperature Physics](#), **193**, 570
- Kim, C.-G., & Ostriker, E. C. 2017, [ApJ](#), **846**, 133
- Kim, J.-G., Kim, W.-T., & Ostriker, E. C. 2016, [ApJ](#), **819**, 137
- . 2018, [ApJ](#), **859**, 68
- Kim, J.-Y., Krichbaum, T. P., Broderick, A. E., et al. 2020, [A&A](#), **640**, A69
- Kimura, H., Postberg, F., Altobelli, N., & Tieloff, M. 2020, [A&A](#), **643**, A50
- Kimura, S. S., Takasao, S., & Tomida, K. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2211.13891
- King, A., & Pounds, K. 2015, [ARA&A](#), **53**, 115
- Kitayama, T. 2014, [Progress of Theoretical and Experimental Physics](#), 2014, 06B111
- Kitayama, T., Komatsu, E., Ota, N., et al. 2004, [PASJ](#), **56**, 17
- Kitayama, T., Ueda, S., Takakuwa, S., et al. 2016, [PASJ](#), **68**, 88
- Kitayama, T., Ueda, S., Akahori, T., et al. 2020, [PASJ](#), **72**, 33
- Kiuchi, H. 2018, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series](#), Vol. 10708, [Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy IX](#), ed. J. Zmuidzinas & J.-R. Gao, 1070813
- Kiuchi, K., Oguri, S., Mima, S., Otani, C., & Kusaka, A. 2020, [Journal of Low Temperature Physics](#), **200**, 353

- Klaassen, P., Mroczkowski, T. K., Cicone, C., et al. 2020, in [Ground-based and Airborne Telescopes VIII](#), ed. H. K. Marshall, J. Spyromilio, & T. Usuda (SPIE)
- Koay, J. Y., Vestergaard, M., Bignall, H. E., Reynolds, C., & Peterson, B. M. 2016, [MNRAS](#), **460**, 304
- Kobayashi, M. A. R., Inoue, Y., & Inoue, A. K. 2013, [ApJ](#), **763**, 3
- Kobayashi, M. I. N., Inoue, T., Inutsuka, S.-i., et al. 2020, [ApJ](#), **905**, 95
- Kobayashi, M. I. N., Inoue, T., Tomida, K., Iwasaki, K., & Nakatsugawa, H. 2022, [ApJ](#), **930**, 76
- Kobayashi, M. I. N., Inutsuka, S.-i., Kobayashi, H., & Hasegawa, K. 2017, [ApJ](#), **836**, 175
- Kobayashi, M. I. N., Kobayashi, H., Inutsuka, S.-i., & Fukui, Y. 2018, [PASJ](#), **70**, S59
- Koch, E. W., & Rosolowsky, E. W. 2015, [MNRAS](#), **452**, 3435
- Kocherlakota, P., Rezzolla, L., Falcke, H., et al. 2021, [Phys. Rev. D](#), **103**, 104047
- Koda, J., Scoville, N., Sawada, T., et al. 2009, [ApJ](#), **700**, L132
- Kohno, K., Yamaguchi, Y., Tamura, Y., et al. 2016, in [Galaxies at High Redshift and Their Evolution Over Cosmic Time](#), ed. S. Kaviraj, Vol. 319, 92
- Kohno, K., Kawabe, R., Tamura, Y., et al. 2020, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series](#), Vol. 11453, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 114530N
- Kojima, T., Kroug, M., Gonzalez, A., et al. 2018a, [IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology](#), **8**, 638
- Kojima, T., Kroug, M., Uemizu, K., et al. 2017, [IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology](#), **7**, 694
- Kojima, T., Uzawa, Y., & Shan, W. 2018b, [AIP Advances](#), **8**, 025206
- Komatsu, E., & Kitayama, T. 1999, [ApJ](#), **526**, L1
- Komatsu, E., Kitayama, T., Suto, Y., et al. 1999, [ApJ](#), **516**, L1
- Komatsu, E., & Seljak, U. 2002, [MNRAS](#), **336**, 1256

- Komatsu, E., Matsuo, H., Kitayama, T., et al. 2001, [PASJ](#), **53**, 57
- Komatsu, E., Bennett, C. L., Barnes, C., et al. 2014, [Progress of Theoretical and Experimental Physics](#), **2014**, 06B102
- Kong, S., Arce, H. G., Maureira, M. J., et al. 2019, [ApJ](#), **874**, 104
- Könyves, V., André, P., Men'shchikov, A., et al. 2015, [A&A](#), **584**, A91
- Könyves, V., André, P., Arzoumanian, D., et al. 2020, [A&A](#), **635**, A34
- Koopmans, L., Pritchard, J., Mellema, G., et al. 2015, in [Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array \(AASKA14\)](#), 1
- Kormendy, J., & Ho, L. C. 2013, [ARA&A](#), **51**, 511
- Kormendy, J., & Kennicutt, Robert C., J. 2004, [ARA&A](#), **42**, 603
- Korngut, P. M., Dicker, S. R., Reese, E. D., et al. 2011, [ApJ](#), **734**, 10
- Kotak, R., Meikle, W. P. S., Farrah, D., et al. 2009, [ApJ](#), **704**, 306
- Koumpia, E., Evans, L., Di Francesco, J., van der Tak, F. F. S., & Oudmaijer, R. D. 2020, [A&A](#), **643**, A61
- Kounkel, M., Covey, K., Suárez, G., et al. 2018, [AJ](#), **156**, 84
- Koyama, H., & Inutsuka, S.-I. 2000, [ApJ](#), **532**, 980
- Koyama, H., & Inutsuka, S.-i. 2002, [ApJ](#), **564**, L97
- Koyama, K., Hamaguchi, K., Ueno, S., Kobayashi, N., & Feigelson, E. D. 1996, [PASJ](#), **48**, L87
- Koyama, K., Petre, R., Gotthelf, E. V., et al. 1995, [Nature](#), **378**, 255
- Koyama, Y., Polletta, M. d. C., Tanaka, I., et al. 2021, [MNRAS](#), **503**, L1
- Kremer, J., Stensbo-Smidt, K., Gieseke, F., Pedersen, K. S., & Igel, C. 2017, [IEEE Intelligent Systems](#), **32**, 16
- Kroupa, P. 2002, [Science](#), **295**, 82
- Kruijssen, J. M. D., Longmore, S. N., Elmegreen, B. G., et al. 2014a, [MNRAS](#), **440**, 3370
- . 2014b, [MNRAS](#), **440**, 3370

- Kruijssen, J. M. D., Schrubba, A., Chevance, M., et al. 2019, [Nature](#), 569, 519
- Krumholz, M. R., & McKee, C. F. 2005, [ApJ](#), 630, 250
- . 2020, [MNRAS](#), 494, 624
- Kubo, M., Toshikawa, J., Kashikawa, N., et al. 2019a, [ApJ](#), 887, 214
- . 2019b, [ApJ](#), 887, 214
- Kuffmeier, M., Calcutt, H., & Kristensen, L. E. 2019, [A&A](#), 628, A112
- Kumar, M. S. N., Palmeirim, P., Arzoumanian, D., & Inutsuka, S. I. 2020a, [A&A](#), 642, A87
- . 2020b, [A&A](#), 642, A87
- Kuno, N., Sato, N., Nakanishi, H., et al. 2007, [PASJ](#), 59, 117
- Kurita, M., Kino, M., Iwamuro, F., et al. 2020, [PASJ](#), 72, 48
- Kusune, T., Nakamura, F., Sugitani, K., et al. 2019, [PASJ](#), 71, S5
- Kwon, W., Pattle, K., Sadavoy, S., et al. 2022, [ApJ](#), 926, 163
- Laas, J. C., & Caselli, P. 2019, [A&A](#), 624, A108
- Lada, C. J., Forbrich, J., Lombardi, M., & Alves, J. F. 2012, [ApJ](#), 745, 190
- Lada, C. J., & Lada, E. A. 2003, [ARA&A](#), 41, 57
- Lagache, G., Cousin, M., & Chatzikos, M. 2018, [A&A](#), 609, A130
- Lagache, G., Puget, J.-L., & Dole, H. 2005, [ARA&A](#), 43, 727
- Laha, S., Reynolds, C. S., Reeves, J., et al. 2021, [Nature Astronomy](#), 5, 13
- Lai, J. C. Y., Cordiner, M. A., Nixon, C. A., et al. 2017, [AJ](#), 154, 206
- LaMassa, S. M., Yaqoob, T., Levenson, N. A., et al. 2017, [ApJ](#), 835, 91
- Lambert, D. L., & Danks, A. C. 1986, [ApJ](#), 303, 401
- Lancaster, L., Ostriker, E. C., Kim, J.-G., & Kim, C.-G. 2021, [ApJ](#), 922, L3

- Larson, R. B. 1969, [MNRAS](#), **145**, 271
- . 1981, [MNRAS](#), **194**, 809
- . 1985, [MNRAS](#), **214**, 379
- Larson, R. L., Evans, Neal J., I., Green, J. D., & Yang, Y.-L. 2015, [ApJ](#), **806**, 70
- Laureijs, R., Amiaux, J., Arduini, S., et al. 2011, arXiv e-prints, arXiv:1110.3193
- Law, C. J., Öberg, K. I., Bergner, J. B., & Graninger, D. 2018, [ApJ](#), **863**, 88
- Lazarian, A. 2007, [J. Quant. Spec. Radiat. Transf.](#), **106**, 225
- Lazarian, A., Yuen, K. H., & Pogosyan, D. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2204.09731
- Le Brun, A. M. C., McCarthy, I. G., Schaye, J., & Ponman, T. J. 2014, [MNRAS](#), **441**, 1270
- Le Gouellec, V. J. M., Hull, C. L. H., Maury, A. J., et al. 2019, [ApJ](#), **885**, 106
- Le Gouellec, V. J. M., Maury, A. J., Guillet, V., et al. 2020, [A&A](#), **644**, A11
- Lee, C.-F., Hwang, H.-C., Ching, T.-C., et al. 2018, [Nature Communications](#), **9**, 4636
- Lee, H., Hoang, T., Le, N., & Cho, J. 2020a, [ApJ](#), **896**, 44
- Lee, H. M., & Draine, B. T. 1985, [ApJ](#), **290**, 211
- Lee, J.-E., Lee, S., Baek, G., et al. 2019a, [Nature Astronomy](#), **3**, 314
- Lee, M. Y., Madden, S. C., Lebouteiller, V., et al. 2016, [A&A](#), **596**, A85
- Lee, S., Lee, J.-E., Aikawa, Y., Herczeg, G., & Johnstone, D. 2020b, [ApJ](#), **889**, 20
- Lee, Y.-H., Johnstone, D., Lee, J.-E., et al. 2021, [ApJ](#), **920**, 119
- Lee, Y. J., Jessup, K.-L., Perez-Hoyos, S., et al. 2019b, [AJ](#), **158**, 126
- Lee, Y.-N., & Hennebelle, P. 2019, [A&A](#), **622**, A125
- Lee, Y.-N., Hennebelle, P., & Chabrier, G. 2017, [ApJ](#), **847**, 114
- Lefloch, B., Bachiller, R., Ceccarelli, C., et al. 2018, [MNRAS](#), **477**, 4792

- Lehmann, A., Federrath, C., & Wardle, M. 2016, [MNRAS](#), **463**, 1026
- Lehmer, B. D., Alexander, D. M., Geach, J. E., et al. 2009, [ApJ](#), **691**, 687
- Leipski, C., Meisenheimer, K., Walter, F., et al. 2014, [ApJ](#), **785**, 154
- Lellouch, E., Bézard, B., Moreno, R., et al. 1997, [Planet. Space Sci.](#), **45**, 1203
- Lellouch, E., Gurwell, M., Butler, B., et al. 2017a, [Icarus](#), **286**, 289
- Lellouch, E., Moreno, R., Müller, T., et al. 2017b, [A&A](#), **608**, A45
- Lellouch, E., Butler, B., Moreno, R., et al. 2022, [Icarus](#), **372**
- Leroy, A. K., Schinnerer, E., Hughes, A., et al. 2021, [ApJS](#), **257**, 43
- Levin, S. M., Langer, W. D., Velusamy, T., Kuiper, T. B. H., & Crutcher, R. M. 2001, [ApJ](#), **555**, 850
- Lewis, J. S. W., Ocvirk, P., Dubois, Y., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2204.03949
- Li, H., & Chen, Y. 2010, [MNRAS](#), **409**, L35
- Li, H.-b., Fang, M., Henning, T., & Kainulainen, J. 2013, [MNRAS](#), **436**, 3707
- Li, H.-B., & Henning, T. 2011, [Nature](#), **479**, 499
- Li, H.-B., Jiang, H., Fan, X., Gu, Q., & Zhang, Y. 2017, [Nature Astronomy](#), **1**, 0158
- Li, Q., Wang, R., Fan, X., et al. 2020, [ApJ](#), **900**, 12
- Lin, Y.-H., Hirashita, H., Camps, P., & Baes, M. 2021, [MNRAS](#), **507**, 2755
- Lin, Y.-T., Partridge, B., Pober, J. C., et al. 2009, [ApJ](#), **694**, 992
- Lineweaver, C. H., Fenner, Y., & Gibson, B. K. 2004, [Science](#), **303**, 59
- Lisenfeld, U., & Ferrara, A. 1998, [ApJ](#), **496**, 145
- Liu, H. B. 2019, [ApJ](#), **877**, L22
- Liu, H.-M., & Hirashita, H. 2019, [MNRAS](#), **490**, 540
- Liu, J., Qiu, K., & Zhang, Q. 2022, [ApJ](#), **925**, 30

- Liu, J., Zhang, Q., Commerçon, B., et al. 2021, [ApJ](#), **919**, 79
- Loiacono, F., Decarli, R., Gruppioni, C., et al. 2021, [A&A](#), **646**, A76
- Longmore, S. N., Bally, J., Testi, L., et al. 2013, [MNRAS](#), **429**, 987
- Longmore, S. N., Kruijssen, J. M. D., Bastian, N., et al. 2014, in *Protostars and Planets VI*, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 291
- Lopez-Rodriguez, E., Guerra, J. A., Asgari-Targhi, M., & Schmelz, J. T. 2021, [ApJ](#), **914**, 24
- LSST Science Collaboration, Abell, P. A., Allison, J., et al. 2009, arXiv e-prints, arXiv:0912.0201
- Luk, S.-S., Li, H.-b., & Li, D. 2022, [ApJ](#), **928**, 132
- Machida, M. N., Hirano, S., & Kitta, H. 2020, [MNRAS](#), **491**, 2180
- Machida, M. N., Tomisaka, K., Matsumoto, T., & Inutsuka, S.-i. 2008, [ApJ](#), **677**, 327
- Madau, P., & Dickinson, M. 2014, [ARA&A](#), **52**, 415
- Maeda, F., Ohta, K., Fujimoto, Y., Habe, A., & Ushio, K. 2020, [MNRAS](#), **495**, 3840
- Maezawa, H., Ikeda, M., Ito, T., et al. 1999, [ApJ](#), **524**, L129
- Maezawa, H., Haraguchi, D., Nishida, Y., et al. 2018, Japan Geoscience Union Meeting 2018, PCG23-11
- Magdis, G. E., Gobat, R., Valentino, F., et al. 2021, [A&A](#), **647**, A33
- Magnani, L., Blitz, L., & Mundy, L. 1985, [ApJ](#), **295**, 402
- Mairs, S., Lalchand, B., Bower, G. C., et al. 2019, [ApJ](#), **871**, 72
- Majumdar, L., Gratier, P., Wakelam, V., et al. 2018, [MNRAS](#), **477**, 525
- Makiya, R., & Hirashita, H. 2022, [MNRAS](#), **517**, 2076
- Malbon, R. K., Baugh, C. M., Frenk, C. S., & Lacey, C. G. 2007, [MNRAS](#), **382**, 1394
- Malhan, K., Ibata, R. A., Sharma, S., et al. 2022, [ApJ](#), **926**, 107
- Mancini, M., Schneider, R., Graziani, L., et al. 2015, [MNRAS](#), **451**, L70
- Mangilli, A., Aumont, J., Bernard, J. P., et al. 2019, [A&A](#), **630**, A74

- Mantz, A. B., von der Linden, A., Allen, S. W., et al. 2015, [MNRAS](#), **446**, 2205
- Marcq, E., & Lebonnois, S. 2013, [Journal of Geophysical Research \(Planets\)](#), **118**, 1983
- Markevitch, M., Gonzalez, A. H., David, L., et al. 2002, [ApJ](#), **567**, L27
- Marriage, T. A., Baptiste Juin, J., Lin, Y.-T., et al. 2011, [ApJ](#), **731**, 100
- Marrone, D. P., Spilker, J. S., Hayward, C. C., et al. 2018, [Nature](#), **553**, 51
- Marshall, D. J., Fux, R., Robin, A. C., & Reyl  , C. 2008, [A&A](#), **477**, L21
- Marshall, M. A., Ni, Y., Di Matteo, T., et al. 2020, [MNRAS](#), **499**, 3819
- Martín, S., Aladro, R., Martín-Pintado, J., & Mauersberger, R. 2010, [A&A](#), **522**, A62
- Martín, S., Mauersberger, R., Martín-Pintado, J., Henkel, C., & García-Burillo, S. 2006, [ApJS](#), **164**, 450
- Martín, S., Mangum, J. G., Harada, N., et al. 2021a, [A&A](#), **656**, A46
- . 2021b, [A&A](#), **656**, A46
- Mashian, N., Sturm, E., Sternberg, A., et al. 2015, [ApJ](#), **802**, 81
- Mason, B. S., Dicker, S. R., Korngut, P. M., et al. 2010, [ApJ](#), **716**, 739
- Masunaga, H., & Inutsuka, S.-i. 2000, [ApJ](#), **531**, 350
- Matsuda, Y., Nagao, T., Iono, D., et al. 2015, [MNRAS](#), **451**, 1141
- Matsuoka, Y., Onoue, M., Kashikawa, N., et al. 2016, [ApJ](#), **828**, 26
- . 2018a, [PASJ](#), **70**, S35
- Matsuoka, Y., Iwasawa, K., Onoue, M., et al. 2018b, [ApJS](#), **237**, 5
- Matsuoka, Y., Strauss, M. A., Kashikawa, N., et al. 2018c, [ApJ](#), **869**, 150
- Mattern, M., Kauffmann, J., Csengeri, T., et al. 2018, [A&A](#), **619**, A166
- Matthee, J., Sobral, D., Boogaard, L. A., et al. 2019, [ApJ](#), **881**, 124
- Matthews, L. D., Crew, G. B., Doeleman, S. S., et al. 2018, [PASP](#), **130**, 015002

- Matzner, C. D., & Jumper, P. H. 2015, [ApJ](#), **815**, 68
- Maud, L. T., Moore, T. J. T., Lumsden, S. L., et al. 2015, [MNRAS](#), **453**, 645
- Mawatari, K., Inoue, A. K., Hashimoto, T., et al. 2020, [ApJ](#), **889**, 137
- McCarthy, I. G., Le Brun, A. M. C., Schaye, J., & Holder, G. P. 2014, [MNRAS](#), **440**, 3645
- McCarthy, I. G., Schaye, J., Bird, S., & Le Brun, A. M. C. 2017, [MNRAS](#), **465**, 2936
- McClintock, J. E., & Remillard, R. A. 2006, in Compact stellar X-ray sources, Vol. 39, 157
- McClure, M. K., Rocha, W. R. M., Pontoppidan, K. M., et al. 2023, [Nature Astronomy](#), **7**, 431
- McClure-Griffiths, N. M., Dénes, H., Dickey, J. M., et al. 2018, [Nature Astronomy](#), **2**, 901
- McGuire, B. A. 2018, [ApJS](#), **239**, 17
- McGuire, B. A., Loomis, R. A., Burkhardt, A. M., et al. 2021, [Science](#), **371**, 1265
- McKee, C. F. 1989, [ApJ](#), **345**, 782
- McKinney, J. C., Tchekhovskoy, A., & Blandford, R. D. 2012, [MNRAS](#), **423**, 3083
- McMullin, J. P., Waters, B., Schiebel, D., Young, W., & Golap, K. 2007, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 376, Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI, ed. R. A. Shaw, F. Hill, & D. J. Bell, 127
- McNamara, B. R., Wise, M., Nulsen, P. E. J., et al. 2000, [ApJ](#), **534**, L135
- Meidt, S. E., Hughes, A., Dobbs, C. L., et al. 2015, [ApJ](#), **806**, 72
- Meier, D. S., & Turner, J. L. 2005, [ApJ](#), **618**, 259
- Meier, R., Owen, T. C., Jewitt, D. C., et al. 1998, [Science](#), **279**, 1707
- Meinel, A. B. 1982, [Journal of the Optical Society of America \(1917-1983\)](#), **72**, 14
- Meixner, M., Gordon, K. D., Indebetouw, R., et al. 2006, [AJ](#), **132**, 2268
- Meixner, M., Panuzzo, P., Roman-Duval, J., et al. 2013, [AJ](#), **146**, 62
- Mengel, M., Flatin, D. C., & De Lucia, F. C. 2000, [J. Chem. Phys.](#), **112**, 4069

- Merloni, A., Heinz, S., & di Matteo, T. 2003, [MNRAS](#), **345**, 1057
- Meyer, D. M. A., Vorobyov, E. I., Kuiper, R., & Kley, W. 2017, [MNRAS](#), **464**, L90
- Mezcua, M. 2017, [International Journal of Modern Physics D](#), **26**, 1730021
- Michail, J. M., Ashton, P. C., Berthoud, M. G., et al. 2021, [ApJ](#), **907**, 46
- Miki, Y., Mori, M., Kawaguchi, T., & Saito, Y. 2014, [ApJ](#), **783**, 87
- Miller, T. B., Chapman, S. C., Aravena, M., et al. 2018a, [Nature](#), **556**, 469
- . 2018b, [Nature](#), **556**, 469
- Mills, E. A. C., Güsten, R., Requena-Torres, M. A., & Morris, M. R. 2013, [ApJ](#), **779**, 47
- Miniati, F., Ryu, D., Kang, H., et al. 2000, [ApJ](#), **542**, 608
- Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 1994, [Nature](#), **371**, 46
- Misugi, Y., Inutsuka, S.-i., & Arzoumanian, D. 2019, [ApJ](#), **881**, 11
- Mitsui, K., Nitta, T., Okada, N., et al. 2015, [Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems](#), **1**, 025001
- Miville-Deschênes, M.-A., Murray, N., & Lee, E. J. 2017, [ApJ](#), **834**, 57
- Miyama, S. M., Narita, S., & Hayashi, C. 1987, [Progress of Theoretical Physics](#), **78**, 1051
- Miyamoto, A., Nakagawa, H., Kuroda, T., et al. 2021, [Geophys. Res. Lett.](#), **48**, e92413
- Miyamoto, S., Kimura, K., Kitamoto, S., Dotani, T., & Ebisawa, K. 1991, [ApJ](#), **383**, 784
- Miyatake, H., Battaglia, N., Hilton, M., et al. 2019, [ApJ](#), **875**, 63
- Miyazaki, S., Hamana, T., Shimasaku, K., et al. 2002, [ApJ](#), **580**, L97
- Miyazaki, S., Oguri, M., Hamana, T., et al. 2018a, [PASJ](#), **70**, S27
- Miyazaki, S., Komiyama, Y., Kawanomoto, S., et al. 2018b, [PASJ](#), **70**, S1
- . 2018c, [PASJ](#), **70**, S1
- Mizuno, T., Abdollahi, S., Fukui, Y., et al. 2016, [ApJ](#), **833**, 19

- Mizuno, T., Hayashi, K., Metzger, J., et al. 2022, [ApJ](#), 935, 15
- Moderski, R., & Sikora, M. 1996, [MNRAS](#), 283, 854
- Molnar, S. M., Hearn, N., Haiman, Z., et al. 2009, [ApJ](#), 696, 1640
- Momose, M., Ohashi, N., Kawabe, R., Nakano, T., & Hayashi, M. 1998, [ApJ](#), 504, 314
- Monfardini, A., Beelen, A., Benoit, A., et al. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2106.14028
- Monson, N. N., Morris, M. R., & Young, E. D. 2017, [ApJ](#), 839, 123
- Montabone, L., Forget, F., Millour, E., et al. 2015, [Icarus](#), 251, 65
- Moon, S., Kim, W.-T., Kim, C.-G., & Ostriker, E. C. 2023, [ApJ](#), 946, 114
- More, S., Miyatake, H., Takada, M., et al. 2016, [ApJ](#), 825, 39
- Moreno, R., Lellouch, E., Forget, F., et al. 2009, [Icarus](#), 201, 549
- Moreno, R., Marten, A., Matthews, H. E., & Biraud, Y. 2003, [Planet. Space Sci.](#), 51, 591
- Mori, M., & Rich, R. M. 2008, [ApJ](#), 674, L77
- Moriwaki, K., Yoshida, N., Eide, M. B., & Ciardi, B. 2019, [MNRAS](#), 489, 2471
- Moriwaki, K., Yoshida, N., Shimizu, I., et al. 2018, [MNRAS](#), 481, L84
- Morris, M., & Serabyn, E. 1996a, [ARA&A](#), 34, 645
- . 1996b, [ARA&A](#), 34, 645
- Motte, F., Andre, P., & Neri, R. 1998, [A&A](#), 336, 150
- Motte, F., Bontemps, S., Csengeri, T., et al. 2022, [A&A](#), 662, A8
- Mou, G., Sun, D., Fang, T., et al. 2023, [Nature Communications](#), 14, 781
- Mouillet, A., Lellouch, E., Moreno, R., Gurwell, M., & Sagawa, H. 2012, [A&A](#), 546, A102
- Mroczkowski, T., Dicker, S., Sayers, J., et al. 2012, [ApJ](#), 761, 47
- Mroczkowski, T., Nagai, D., Basu, K., et al. 2019, [Space Sci. Rev.](#), 215, 17

- Murata, R., Sunayama, T., Oguri, M., et al. 2020, [PASJ](#), **72**, 64
- Murillo, N. M., van Dishoeck, E. F., Hacar, A., Harsono, D., & Jørgensen, J. K. 2022, [A&A](#), **658**, A53
- Murillo, N. M., van Dishoeck, E. F., Tobin, J. J., Mottram, J. C., & Karska, A. 2018, [A&A](#), **620**, A30
- Myers, A. T., McKee, C. F., & Li, P. S. 2015, [MNRAS](#), **453**, 2747
- Myers, M. J., Holzapfel, W., Lee, A. T., et al. 2005, [Applied Physics Letters](#), **86**, 114103
- Myers, P. C., & Basu, S. 2021, [ApJ](#), **917**, 35
- Myers, P. C., Basu, S., & Auddy, S. 2018, [ApJ](#), **868**, 51
- Myers, P. C., & Goodman, A. A. 1991, [ApJ](#), **373**, 509
- Nadolski, A., Vieira, J. D., Sobrin, J. A., et al. 2020, [Applied Optics](#), **59**, 3285
- Naess, S., Aiola, S., Austermann, J. E., et al. 2020, [J. Cosmology Astropart. Phys.](#), **2020**, 046
- Nagata, T., Woodward, C. E., Shure, M., & Kobayashi, N. 1995, [AJ](#), **109**, 1676
- Nagata, T., Woodward, C. E., Shure, M., Pipher, J. L., & Okuda, H. 1990, [ApJ](#), **351**, 83
- Nakagawa, M., Onishi, T., Mizuno, A., & Fukui, Y. 2005, [PASJ](#), **57**, 917
- Nakamura, F., Kamenno, S., Kusune, T., et al. 2019, [PASJ](#), **71**, 117
- Nakamura, F., & Li, Z.-Y. 2007, [ApJ](#), **662**, 395
- Nakamura, F., Ogawa, H., Yonekura, Y., et al. 2015, [PASJ](#), **67**, 117
- Nakanishi, H., & Sofue, Y. 2016, [PASJ](#), **68**, 5
- Nakano, T., & Nakamura, T. 1978a, [PASJ](#), **30**, 671
- . 1978b, [PASJ](#), **30**, 671
- Nakatani, R., & Yoshida, N. 2019, [ApJ](#), **883**, 127
- Nakazawa, K., Mori, K., Tsuru, T. G., et al. 2018, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series](#), Vol. 10699, [Space Telescopes and Instrumentation 2018: Ultraviolet to Gamma Ray](#), ed. J.-W. A. den Herder, S. Nikzad, & K. Nakazawa, 106992D

- Nalewajko, K., Begelman, M. C., & Sikora, M. 2014, [ApJ](#), **789**, 161
- Narayan, R., Mahadevan, R., Grindlay, J. E., Popham, R. G., & Gammie, C. 1998, [ApJ](#), **492**, 554
- Narayan, R., Palumbo, D. C. M., Johnson, M. D., et al. 2021, [ApJ](#), **912**, 35
- NASEM. 2022, *Origins, Worlds, and Life: A Decadal Strategy for Planetary Science and Astrobiology 2023-2032* (Washington, DC: The National Academies Press.)
- National Academies of Sciences, E., & Medicine. 2021, *Pathways to Discovery in Astronomy and Astrophysics for the 2020s* (Washington, DC: The National Academies Press)
- Nenkova, M., Sirocky, M. M., Nikutta, R., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2008, [ApJ](#), **685**, 160
- Nguyen, D. D., Izumi, T., Thater, S., et al. 2021, [MNRAS](#), **504**, 4123
- Nguyen, H., Dawson, J. R., Lee, M.-Y., et al. 2019, [ApJ](#), **880**, 141
- Nguyen, T., Oba, Y., Shimonishi, T., Kouchi, A., & Watanabe, N. 2020, [ApJ](#), **898**, L52
- Ni, Y., Di Matteo, T., Gilli, R., et al. 2020, [MNRAS](#), **495**, 2135
- Nicastro, F., Kaastra, J., Krongold, Y., et al. 2018, [Nature](#), **558**, 406
- Nishimura, Y., Shimonishi, T., Watanabe, Y., et al. 2016, [ApJ](#), **818**, 161
- Nishimura, Y., Watanabe, Y., Harada, N., et al. 2017, [ApJ](#), **848**, 17
- Nishiyama, S., & Schödel, R. 2013, [A&A](#), **549**, A57
- Nitta, T., Karatsu, K., Sekimoto, Y., et al. 2013, [Journal of Low Temperature Physics](#), **176**, 684
- Noda, H., & Done, C. 2018, [MNRAS](#), **480**, 3898
- Nomura, H., Furuya, K., Cordiner, M. A., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2203.10863
- Nomura, M., Oka, T., Yamada, M., et al. 2018, [ApJ](#), **859**, 29
- Notsu, S., Ohno, K., Ueda, T., et al. 2022, [ApJ](#), **936**, 188
- Notsu, S., van Dishoeck, E. F., Walsh, C., Bosman, A. D., & Nomura, H. 2021a, [A&A](#), **650**, A180
- . 2021b, [A&A](#), **650**, A180

- Novikov, I. D., & Thorne, K. S. 1973, in *Black Holes (Les Astres Occlus)*, 343
- Nozawa, S., Itoh, N., & Kohyama, Y. 1998, [ApJ](#), **508**, 17
- Nozawa, T., Kozasa, T., Habe, A., et al. 2007, [ApJ](#), **666**, 955
- Nozawa, T., Kozasa, T., Umeda, H., Maeda, K., & Nomoto, K. 2003a, [ApJ](#), **598**, 785
- . 2003b, [ApJ](#), **598**, 785
- Oba, Y., Tomaru, T., Lamberts, T., Kouchi, A., & Watanabe, N. 2018, [Nature Astronomy](#), **2**, 228
- Öberg, K. I., & Bergin, E. A. 2021, [Phys. Rep.](#), **893**, 1
- Öberg, K. I., Guzmán, V. V., Walsh, C., et al. 2021, [ApJS](#), **257**, 1
- Oesch, P. A., Brammer, G., van Dokkum, P. G., et al. 2016, [ApJ](#), **819**, 129
- Offner, S. S. R., Bisbas, T. G., Bell, T. A., & Viti, S. 2014, [MNRAS](#), **440**, L81
- O’Gorman, E., Harper, G. M., Ohnaka, K., et al. 2020, [A&A](#), **638**, A65
- Oguri, M., Rusu, C. E., & Falco, E. E. 2014, [MNRAS](#), **439**, 2494
- Oguri, M., Miyazaki, S., Li, X., et al. 2021, [PASJ](#), **73**, 817
- Oh, S. P., & Haiman, Z. 2002, [ApJ](#), **569**, 558
- Ohira, Y., Murase, K., & Yamazaki, R. 2010, [A&A](#), **513**, A17
- Ohyama, Y., Taniguchi, Y., Iye, M., et al. 2002, [PASJ](#), **54**, 891
- Oka, T., Hasegawa, T., Sato, F., et al. 2001, [ApJ](#), **562**, 348
- Oka, T., Hasegawa, T., White, G. J., et al. 2008, [PASJ](#), **60**, 429
- Oka, T., Mizuno, R., Miura, K., & Takekawa, S. 2016, [ApJ](#), **816**, L7
- Oka, T., Onodera, Y., Nagai, M., et al. 2012, [ApJS](#), **201**, 14
- Oka, T., Tsujimoto, S., Iwata, Y., Nomura, M., & Takekawa, S. 2017, [Nature Astronomy](#), **1**, 709
- Oka, T., Uruno, A., Enokiya, R., et al. 2022, [ApJS](#), **261**, 13

- Okabe, N., Umetsu, K., Tamura, T., et al. 2016, [MNRAS](#), **456**, 4475
- Okabe, N., Oguri, M., Akamatsu, H., et al. 2019, [PASJ](#), **71**, 79
- Okabe, N., Dicker, S., Eckert, D., et al. 2021, [MNRAS](#), **501**, 1701
- Okada, N., Matsumoto, T., Kondo, H., et al. 2020, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series, Vol. 11453, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series](#), 1145349
- Okada, Y., Requena-Torres, M. A., Güsten, R., et al. 2015, [A&A](#), **580**, A54
- Okon, H., Tanaka, T., Uchida, H., et al. 2021, [ApJ](#), **921**, 99
- Okuno, T., Tanaka, T., Uchida, H., Matsumura, H., & Tsuru, T. G. 2018, [PASJ](#), **70**, 77
- Oliveira, J. M., van Loon, J. T., Chen, C., et al. 2009, [ApJ](#), **707**, 1269
- Oliveira, J. M., van Loon, J. T., Sloan, G. C., et al. 2013, [MNRAS](#), **428**, 3001
- Omont, A., Yang, C., Cox, P., et al. 2013, [A&A](#), **551**, A115
- Onishi, T., Mizuno, A., Kawamura, A., Tachihara, K., & Fukui, Y. 2002, [ApJ](#), **575**, 950
- Onoue, M., Kashikawa, N., Matsuoka, Y., et al. 2019, [ApJ](#), **880**, 77
- Onoue, M., Matsuoka, Y., Kashikawa, N., et al. 2021, [ApJ](#), **919**, 61
- Orton, G. S., Serabyn, E., & Lee, Y. T. 2000, [Icarus](#), **146**, 48
- Oshima, T., Ohtawara, K., Takekoshi, T., et al. 2018, [Journal of Low Temperature Physics](#), **193**, 996
- Ostriker, E. C., Stone, J. M., & Gammie, C. F. 2001, [ApJ](#), **546**, 980
- Ostriker, J. 1964, [ApJ](#), **140**, 1056
- Ota, N., & Yoshida, H. 2016, [PASJ](#), **68**, S19
- Ota, N., Murase, K., Kitayama, T., et al. 2008, [A&A](#), **491**, 363
- Oya, Y., Sakai, N., López-Sepulcre, A., et al. 2016, [ApJ](#), **824**, 88
- Oya, Y., & Yamamoto, S. 2020, [ApJ](#), **904**, 185

- Pabst, C. H. M., Goicoechea, J. R., Teyssier, D., et al. 2020, [A&A](#), 639, A2
- Padoan, P., Nordlund, A., & Jones, B. J. T. 1997, [MNRAS](#), 288, 145
- Padoan, P., Pan, L., Haugbølle, T., & Nordlund, Å. 2016, [ApJ](#), 822, 11
- Padovani, M., Hennebelle, P., Marcowith, A., & Ferrière, K. 2015, [A&A](#), 582, L13
- Padovani, M., Marcowith, A., Galli, D., Hunt, L. K., & Fontani, F. 2021, [A&A](#), 649, A149
- Padovani, M., Ivlev, A. V., Galli, D., et al. 2020, [Space Sci. Rev.](#), 216, 29
- Pagani, L., Bacmann, A., Cabrit, S., & Vastel, C. 2007, [A&A](#), 467, 179
- Palmeirim, P., André, P., Kirk, J., et al. 2013, [A&A](#), 550, A38
- Palmer, M. Y., Cordiner, M. A., Nixon, C. A., et al. 2017, [Science Advances](#), 3, e1700022
- Panopoulou, G. V., Tassis, K., Goldsmith, P. F., & Heyer, M. H. 2014, [MNRAS](#), 444, 2507
- Parente, M., Ragone-Figueroa, C., Granato, G. L., et al. 2022, [MNRAS](#), 515, 2053
- Pari, J., & Hora, J. L. 2020, [PASP](#), 132, 054301
- Park, K., Chiaki, G., & Wise, J. H. 2022, [ApJ](#), 936, 116
- Paron, S., Ortega, M. E., Cunningham, M., et al. 2014, [A&A](#), 572, A56
- Paron, S., Ortega, M. E., Fariña, C., et al. 2016, [MNRAS](#), 455, 518
- Pascual Laguna, A., Karatsu, K., Thoen, D., et al. 2021a, [IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology](#), 11, 635
- . 2021b, [IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology](#), 11, 635
- Pattle, K., & Fissel, L. 2019, [Frontiers in Astronomy and Space Sciences](#), 6, 15
- Pattle, K., Fissel, L., Tahani, M., Liu, T., & Ntormousi, E. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2203.11179
- Pattle, K., Lai, S.-P., Hasegawa, T., et al. 2019, [ApJ](#), 880, 27
- Pavlenko, Y. V., Yurchenko, S. N., & Tennyson, J. 2020, [A&A](#), 633, A52
- Pawlik, A. H., Milosavljević, M., & Bromm, V. 2011, [ApJ](#), 731, 54

- Pei, Y. C., Fall, S. M., & Hauser, M. G. 1999, [ApJ](#), 522, 604
- Peretto, N., Fuller, G. A., André, P., et al. 2014, [A&A](#), 561, A83
- Persson, M. V., Harsono, D., Tobin, J. J., et al. 2016, [A&A](#), 590, A33
- Persson, M. V., Jørgensen, J. K., & van Dishoeck, E. F. 2012, [A&A](#), 541, A39
- Pesce, D. W., Palumbo, D. C. M., Narayan, R., et al. 2021, [ApJ](#), 923, 260
- Pety, J., Guzmán, V. V., Orkisz, J. H., et al. 2017, [A&A](#), 599, A98
- Pfalzner, S. 2009, [A&A](#), 498, L37
- Pfrommer, C., & Enßlin, T. A. 2004, [A&A](#), 413, 17
- Pfrommer, C., Springel, V., Enßlin, T. A., & Jubelgas, M. 2006, [MNRAS](#), 367, 113
- Piccialli, A., Moreno, R., Encrenaz, T., et al. 2017, [A&A](#), 606, A53
- Pillai, T. G. S., Clemens, D. P., Reissl, S., et al. 2020, [Nature Astronomy](#), 4, 1195
- Pillepich, A., Reiprich, T. H., Porciani, C., Borm, K., & Merloni, A. 2018a, [MNRAS](#), 481, 613
- Pillepich, A., Nelson, D., Hernquist, L., et al. 2018b, [MNRAS](#), 475, 648
- Pillitteri, I., Sciortino, S., Flaccomio, E., et al. 2010, [A&A](#), 519, A34
- Pineda, J. E., Goodman, A. A., Arce, H. G., et al. 2011, [ApJ](#), 739, L2
- Pineda, J. E., Segura-Cox, D., Caselli, P., et al. 2020, [Nature Astronomy](#), 4, 1158
- Pineda, J. E., Arzoumanian, D., André, P., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2205.03935
- Pinto, C., Sanders, J. S., Werner, N., et al. 2015, [A&A](#), 575, A38
- Pisano, G., Ng, R., Zhu, C., Tucker, C., & Ade, P. 2018, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series](#), Vol. 10708, Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy IX, ed. J. Zmuidzinas & J.-R. Gao, 107084A
- Plagge, T. J., Marrone, D. P., Abdulla, Z., et al. 2013, [ApJ](#), 770, 112

Planck Collaboration, Ade, P. A. R. and Aghanim, N. and Arnaud, M. and Ashdown, M. and Aumont, J. and Baccigalupi, C. and Balbi, A. and Banday, A. J. and Barreiro, R. B. and Bartlett, J. G. and Battaner, E. and Benabed, K. and Benoît, A. and Bernard, J. -P. and Bersanelli, M. and Bhatia, R. and Bock, J. J. and Bonaldi, A. and Bond, J. R. and Borrill, J. and Bouchet, F. R. and Boulanger, F. and Bucher, M. and Burigana, C. and Cabella, P. and Cardoso, J. -F. and Catalano, A. and Cayón, L. and Challinor, A. and Chamballu, A. and Chiang, L. -Y. and Chiang, C. and Christensen, P. R. and Clements, D. L. and Colombi, S. and Couchot, F. and Coulais, A. and Crill, B. P. and Cuttaia, F. and Dame, T. M. and Danese, L. and Davies, R. D. and Davis, R. J. and de Bernardis, P. and de Gasperis, G. and de Rosa, A. and de Zotti, G. and Delabrouille, J. and Delouis, J. -M. and Désert, F. -X. and Dickinson, C. and Dobashi, K. and Donzelli, S. and Doré, O. and Dörl, U. and Douspis, M. and Dupac, X. and Efstathiou, G. and Enßlin, T. A. and Eriksen, H. K. and Falgarone, E. and Finelli, F. and Forni, O. and Fosalba, P. and Frailis, M. and Franceschi, E. and Fukui, Y. and Galeotta, S. and Ganga, K. and Giard, M. and Giardino, G. and Giraud-Héraud, Y. and González-Nuevo, J. and Górski, K. M. and Gratton, S. and Gregorio, A. and Grenier, I. A. and Gruppuso, A. and Hansen, F. K. and Harrison, D. and Helou, G. and Henrot-Versillé, S. and Herranz, D. and Hildebrandt, S. R. and Hivon, E. and Hobson, M. and Holmes, W. A. and Hovest, W. and Hoyland, R. J. and Huppenberger, K. M. and Jaffe, A. H. and Jones, W. C. and Juvela, M. and Kawamura, A. and Keihänen, E. and Keskitalo, R. and Kisner, T. S. and Kneissl, R. and Knox, L. and Kurki-Suonio, H. and Lagache, G. and Lamarre, J. -M. and Lasenby, A. and Laureijs, R. J. and Lawrence, C. R. and Leach, S. and Leonardi, R. and Leroy, C. and Lilje, P. B. and Linden-Vørnle, M. and Léopez-Caniego, M. and Lubin, P. M. and Macías-Pérez, J. F. and MacTavish, C. J. and Maffei, B. and Maino, D. and Mandolesi, N. and Mann, R. and Maris, M. and Martin, P. and Martínez-González, E. and Masi, S. and Matarrese, S. and Matthai, F. and Mazzotta, P. and McGehee, P. and Meinhold, P. R. and Melchiorri, A. and Mendes, L. and Mennella, A. and Miville-Deschênes, M. -A. and Moneti, A. and Montier, L. and Morgante, G. and Mortlock, D. and Munshi, D. and Murphy, A. and Naselsky, P. and Natoli, P. and Netterfield, C. B. and Nørgaard-Nielsen, H. U. and Noviello, F. and Novikov, D. and Novikov, I. and O'Dwyer, I. J. and Onishi, T. and Osborne, S. and Pajot, F. and Paladini, R. and Paradis, D. and Pasian, F. and Patanchon, G. and Perdureau, O. and Perotto, L. and Perrotta, F. and Piacentini, F. and Piat, M. and Plaszczyński, S. and Pointecouteau, E. and Polenta, G. and Ponthieu, N. and Poutanen, T. and Prézeau, G. and Prunet, S. and Puget, J. -L. and Reach, W. T. and Reinecke, M. and Renault, C. and Ricciardi, S. and Riller, T. and Ristorcelli, I. and Rocha, G. and Rosset, C. and Rowan-Robinson, M. and Rubiño-Martín, J. A. and Rusholme, B. and Sandri, M. and Santos, D. and Savini, G. and Scott, D. and Seiffert, M. D. and Shellard, P. and Smoot, G. F. and Starck, J. -L. and Stivoli, F. and Stolyarov, V.

- and Stompor, R. and Sudiwala, R. and Sygnet, J. -F. and Tauber, J. A. and Terenzi, L. and Toffolatti, L. and Tomasi, M. and Torre, J. -P. and Tristram, M. and Tuovinen, J. and Umana, G. and Valenziano, L. and Vielva, P. and Villa, F. and Vittorio, N. and Wade, L. A. and Wandelt, B. D. and Wilkinson, A. and Yvon, D. and Zacchei, A. and Zonca, A., J.-M., & Terrier, R. 2011a, [A&A](#), **536**, [A19](#)
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2011b, [A&A](#), **536**, [A8](#)
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R. s. b. o., Aghanim, N., et al. 2014a, [A&A](#), **571**, [22](#)
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2014b, [A&A](#), **571**, [A21](#)
- . 2014c, [A&A](#), **571**, [A23](#)
- . 2015a, [A&A](#), **581**, [A14](#)
- . 2015b, [A&A](#), **576**, [A104](#)
- . 2016a, [A&A](#), **594**, [A27](#)
- . 2016b, [A&A](#), **586**, [A138](#)
- Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., et al. 2020, [A&A](#), **641**, [A6](#)
- Pointecouteau, E., Giard, M., Benoit, A., et al. 1999, [ApJ](#), **519**, [L115](#)
- . 2001, [ApJ](#), **552**, [42](#)
- Pon, A., Johnstone, D., & Kaufman, M. J. 2012, [ApJ](#), **748**, [25](#)
- Popping, G., Somerville, R. S., & Galametz, M. 2017, [MNRAS](#), **471**, [3152](#)
- Popping, G., van Kampen, E., Decarli, R., et al. 2016, [MNRAS](#), **461**, [93](#)
- Popping, G., Walter, F., Behroozi, P., et al. 2020, [ApJ](#), **891**, [135](#)
- Portegies Zwart, S. F., Baumgardt, H., Hut, P., Makino, J., & McMillan, S. L. W. 2004, [Nature](#), **428**, [724](#)
- Pozzi, F., Calura, F., Zamorani, G., et al. 2020, [MNRAS](#), **491**, [5073](#)
- Pratt, G. W., Arnaud, M., Biviano, A., et al. 2019, [Space Sci. Rev.](#), **215**, [25](#)
- Prisinzano, L., Micela, G., Flaccomio, E., et al. 2008, [ApJ](#), **677**, [401](#)

- Privon, G. C., Herrero-Illana, R., Evans, A. S., et al. 2015, [ApJ](#), 814, 39
- Prokhorov, D. A., Colafrancesco, S., Akahori, T., et al. 2011a, [MNRAS](#), 416, 302
- . 2011b, [A&A](#), 529, A39
- Prokhorov, D. A., Dubois, Y., Nagataki, S., Akahori, T., & Yoshikawa, K. 2011c, [MNRAS](#), 415, 2505
- Prokhorov, D. A., Million, E. T., Akahori, T., et al. 2012, [MNRAS](#), 426, 2291
- Psaltis, D., Medeiros, L., Christian, P., et al. 2020, [Phys. Rev. Lett.](#), 125, 141104
- Pudritz, R. E., & Kevlahan, N. K. R. 2013, [Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A](#), 371, 20120248
- Querejeta, M., Schinnerer, E., Meidt, S., et al. 2021, [A&A](#), 656, A133
- Ramos Almeida, C., & Ricci, C. 2017, [Nature Astronomy](#), 1, 679
- Ravi, V., Vedantham, H., & Phinney, E. S. 2018, [MNRAS](#), 478, L72
- Raymond, A. W., Palumbo, D., Paine, S. N., et al. 2021, [ApJS](#), 253, 5
- Redaelli, E., Bizzocchi, L., Caselli, P., et al. 2019, [A&A](#), 629, A15
- Reese, E. D., Mroczkowski, T., Menanteau, F., et al. 2012, [ApJ](#), 751, 12
- Reissl, S., Guillet, V., Brauer, R., et al. 2020, [A&A](#), 640, A118
- Rémy-Ruyer, A., Madden, S. C., Galliano, F., et al. 2014, [A&A](#), 563, A31
- Rephaeli, Y. 1995a, [ARA&A](#), 33, 541
- . 1995b, [ApJ](#), 445, 33
- Requena-Torres, M. A., Güsten, R., Weiß, A., et al. 2012, [A&A](#), 542, L21
- Reuter, C., Vieira, J. D., Spilker, J. S., et al. 2020, [ApJ](#), 902, 78
- Reynolds, C. S. 2013, [Classical and Quantum Gravity](#), 30, 244004
- Rho, J., & Borkowski, K. J. 2002, [ApJ](#), 575, 201
- Riaz, B., & Thi, W. F. 2022, [MNRAS](#), 511, L50

- Ricci, L., Testi, L., Natta, A., et al. 2010, [A&A](#), **512**, A15
- Ricci, M., Adam, R., Eckert, D., et al. 2020, [A&A](#), **642**, A126
- Rice, T. S., Goodman, A. A., Bergin, E. A., Beaumont, C., & Dame, T. M. 2016, [ApJ](#), **822**, 52
- Ricker, P. M., & Sarazin, C. L. 2001, [ApJ](#), **561**, 621
- Ricotti, M., Parry, O. H., & Gnedin, N. Y. 2016, [ApJ](#), **831**, 204
- Riechers, D. A., Bradford, C. M., Clements, D. L., et al. 2013, [Nature](#), **496**, 329
- Rioja, M., & Dodson, R. 2011, [AJ](#), **141**, 114
- Rodighiero, G., Daddi, E., Baronchelli, I., et al. 2011, [ApJ](#), **739**, L40
- Rodriguez, R., Finger, R., Mena, F. P., et al. 2018, [A&A](#), **619**, A153
- Romano, D., Matteucci, F., Zhang, Z. Y., Papadopoulos, P. P., & Ivison, R. J. 2017a, [MNRAS](#), **470**, 401
- . 2017b, [MNRAS](#), **470**, 401
- Romano, D., Zhang, Z. Y., Matteucci, F., Ivison, R. J., & Papadopoulos, P. P. 2019, in [Nuclei in the Cosmos XV](#), Vol. 219, 207
- Romero, C. E., Mason, B. S., Sayers, J., et al. 2015, [ApJ](#), **807**, 121
- Romero, C. E., Sievers, J., Ghirardini, V., et al. 2020, [ApJ](#), **891**, 90
- Rosenberg, M. J. F., Meijerink, R., Israel, F. P., et al. 2014, [A&A](#), **568**, A90
- Rosenberg, M. J. F., van der Werf, P. P., Aalto, S., et al. 2015, [ApJ](#), **801**, 72
- Roy, A., André, P., Arzoumanian, D., et al. 2015, [A&A](#), **584**, A111
- . 2019, [A&A](#), **626**, A76
- Ruffle, P. M. E., Millar, T. J., Roberts, H., et al. 2007, [ApJ](#), **671**, 1766
- Ruppin, F., Adam, R., Comis, B., et al. 2017, [A&A](#), **597**, A110
- Russell, D. M., Casella, P., Fender, R., et al. 2011, arXiv e-prints, arXiv:1104.0837
- Russell, D. M., Russell, T. D., Miller-Jones, J. C. A., et al. 2013, [ApJ](#), **768**, L35

- Russell, H. R., McNamara, B. R., Fabian, A. C., et al. 2019, [MNRAS](#), **490**, 3025
- Rybak, M., Bakx, T., Baselmans, J., et al. 2022, [Journal of Low Temperature Physics](#), [arXiv:2111.05261 \[astro-ph.IM\]](#)
- Ryu, D., Kang, H., Hallman, E., & Jones, T. W. 2003, [ApJ](#), **593**, 599
- Sadaghiani, M., Sánchez-Monge, Á., Schilke, P., et al. 2020, [A&A](#), **635**, A2
- Saito, T., Iono, D., Espada, D., et al. 2017a, [ApJ](#), **834**, 6
- Saito, T., Iono, D., Xu, C. K., et al. 2017b, [ApJ](#), **835**, 174
- Sakai, N., Sakai, T., Aikawa, Y., & Yamamoto, S. 2008a, [ApJ](#), **675**, L89
- Sakai, N., Sakai, T., Hirota, T., Burton, M., & Yamamoto, S. 2009, [ApJ](#), **697**, 769
- Sakai, N., Shirley, Y. L., Sakai, T., et al. 2012a, [ApJ](#), **758**, L4
- Sakai, N., & Yamamoto, S. 2013, [Chemical Reviews](#), **113**, 8981
- Sakai, N., Sakai, T., Hirota, T., et al. 2014, [Nature](#), **507**, 78
- Sakai, T., Sakai, N., Furuya, K., et al. 2012b, [ApJ](#), **747**, 140
- Sakai, T., Sakai, N., Hirota, T., & Yamamoto, S. 2010, [ApJ](#), **714**, 1658
- Sakai, T., Sakai, N., Kamegai, K., et al. 2008b, [ApJ](#), **678**, 1049
- Sakamoto, S. 2002, [ApJ](#), **565**, 1050
- Sakamoto, S., & Sunada, K. 2003, [ApJ](#), **594**, 340
- Salomé, P., Combes, F., Edge, A. C., et al. 2006, [A&A](#), **454**, 437
- Sanders, J. S., Fabian, A. C., Frank, K. A., Peterson, J. R., & Russell, H. R. 2010, [MNRAS](#), **402**, 127
- Sanders, J. S., Dennerl, K., Russell, H. R., et al. 2020, [A&A](#), **633**, A42
- Sano, H., & Fukui, Y. 2021, [Ap&SS](#), **366**, 58
- Sano, H., Suzuki, H., Nobukawa, K. K., et al. 2021a, [ApJ](#), **923**, 15
- Sano, H., Yamaguchi, H., Aruga, M., et al. 2022, [ApJ](#), **933**, 157

- Sano, H., Sato, J., Horachi, H., et al. 2010, [ApJ](#), 724, 59
- Sano, H., Tanaka, T., Torii, K., et al. 2013, [ApJ](#), 778, 59
- Sano, H., Fukuda, T., Yoshiike, S., et al. 2015, [ApJ](#), 799, 175
- Sano, H., Reynoso, E. M., Mitsuishi, I., et al. 2017, [Journal of High Energy Astrophysics](#), 15, 1
- Sano, H., Yamane, Y., Tokuda, K., et al. 2018, [ApJ](#), 867, 7
- Sano, H., Matsumura, H., Nagaya, T., et al. 2019a, [ApJ](#), 873, 40
- Sano, H., Rowell, G., Reynoso, E. M., et al. 2019b, [ApJ](#), 876, 37
- Sano, H., Inoue, T., Tokuda, K., et al. 2020, [ApJ](#), 904, L24
- Sano, H., Yoshiike, S., Yamane, Y., et al. 2021b, [ApJ](#), 919, 123
- Sashida, T., Oka, T., Tanaka, K., et al. 2013, [ApJ](#), 774, 10
- Sato, K., Ohashi, T., Ishisaki, Y., et al. 2020, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series, Vol. 11444](#), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 114445O
- Sawada, T., Ikeda, N., Sunada, K., et al. 2008, [PASJ](#), 60, 445
- Sayers, J., Mroczkowski, T., Zemcov, M., et al. 2013, [ApJ](#), 778, 52
- Sayers, J., Montaña, A., Mroczkowski, T., et al. 2019, [ApJ](#), 880, 45
- Sazonov, S. Y., & Sunyaev, R. A. 1998, [ApJ](#), 508, 1
- . 1999, [MNRAS](#), 310, 765
- Schaerer, D. 2002, [A&A](#), 382, 28
- Schaye, J., Crain, R. A., Bower, R. G., et al. 2015, [MNRAS](#), 446, 521
- Schisano, E., Molinari, S., Elia, D., et al. 2020, [MNRAS](#), 492, 5420
- Schmalzl, M., Visser, R., Walsh, C., et al. 2014a, [A&A](#), 572, A81
- . 2014b, [A&A](#), 572, A81

- Schmidt-Böcking, H., Gruber, G., & Friedrich, B. 2023, [Phys. Scr](#), **98**, 014005
- Schneider, N., Csengeri, T., Hennemann, M., et al. 2012, [A&A](#), **540**, L11
- Schreiber, C., Glazebrook, K., Nanayakkara, T., et al. 2018, [A&A](#), **618**, A85
- Schuller, F., Urquhart, J. S., Csengeri, T., et al. 2021, [MNRAS](#), **500**, 3064
- Seale, J. P., Looney, L. W., Chen, C.-H. R., Chu, Y.-H., & Gruendl, R. A. 2011, [ApJ](#), **727**, 36
- Seale, J. P., Looney, L. W., Chu, Y., et al. 2009, [ApJ](#), **699**, 150
- Sedov, L. I. 1959, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*
- Sehgal, N., Aiola, S., Akrami, Y., et al. 2019, [arXiv:1906.10134](#)
- Sekimoto, Y., Tatematsu, K., Umemoto, T., et al. 1997, [ApJ](#), **489**, L63
- Seo, Y. M., Majumdar, L., Goldsmith, P. F., et al. 2019, [ApJ](#), **871**, 134
- Sereno, M., Etti, S., Umetsu, K., & Baldi, A. 2013, [MNRAS](#), **428**, 2241
- Seta, M., Hasegawa, T., Dame, T. M., et al. 1998, [ApJ](#), **505**, 286
- Seto, N., & Sasaki, M. 2000, [Phys. Rev. D](#), **62**, 123004
- Sewilo, M., Indebetouw, R., Charnley, S. B., et al. 2018, [ApJ](#), **853**, L19
- Sewilo, M., Cordiner, M., Charnley, S. B., et al. 2022, [ApJ](#), **931**, 102
- Seyfert, C. K. 1943, [ApJ](#), **97**, 28
- Shan, W., Ezaki, S., Kang, H., et al. 2020, [IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology](#), **10**, 677
- Shankar, F., Weinberg, D. H., & Miralda-Escudé, J. 2009, [ApJ](#), **690**, 20
- Shariff, J. A., Ade, P. A. R., Angilè, F. E., et al. 2019, [ApJ](#), **872**, 197
- Shaw, L. D., Nagai, D., Bhattacharya, S., & Lau, E. T. 2010, [ApJ](#), **725**, 1452
- Shen, Y., Wu, J., Jiang, L., et al. 2019, [ApJ](#), **873**, 35
- Sheng, Z., Wang, T., Jiang, N., et al. 2017, [ApJ](#), **846**, L7

- Shidatsu, M., Ueda, Y., Tazaki, F., et al. 2011, [PASJ](#), **63**, S785
- Shidatsu, M., Nakahira, S., Yamada, S., et al. 2018, [ApJ](#), **868**, 54
- Shimajiri, Y., André, P., Ntormousi, E., et al. 2019a, [A&A](#), **632**, A83
- Shimajiri, Y., André, P., Palmeirim, P., et al. 2019b, [A&A](#), **623**, A16
- Shimajiri, Y., André, P., Peretto, N., et al. 2023, [A&A](#), **672**, A133
- Shimajiri, Y., Kawabe, R., Takakuwa, S., et al. 2011, [PASJ](#), **63**, 105
- Shimajiri, Y., André, P., Braine, J., et al. 2017, [A&A](#), **604**, A74
- Shimoda, J., Inutsuka, S.-i., & Nagashima, M. 2023, [arXiv e-prints](#), [arXiv:2306.16887](#)
- Shimoikura, T., Dobashi, K., Nakamura, F., Matsumoto, T., & Hirota, T. 2018a, [ApJ](#), **855**, 45
- . 2018b, [ApJ](#), **855**, 45
- Shimoikura, T., Dobashi, K., Nakamura, F., Shimajiri, Y., & Sugitani, K. 2019, [PASJ](#), **71**, S4
- Shimonishi, T., Dartois, E., Onaka, T., & Boulanger, F. 2016a, [A&A](#), **585**, A107
- Shimonishi, T., Das, A., Sakai, N., et al. 2020, [ApJ](#), **891**, 164
- Shimonishi, T., Izumi, N., Furuya, K., & Yasui, C. 2021, [ApJ](#), **922**, 206
- Shimonishi, T., Onaka, T., Kato, D., et al. 2008, [ApJ](#), **686**, L99
- . 2010, [A&A](#), **514**, A12
- . 2013, [AJ](#), **145**, 32
- Shimonishi, T., Onaka, T., Kawamura, A., & Aikawa, Y. 2016b, [ApJ](#), **827**, 72
- Shimonishi, T., Tanaka, K. E. I., Zhang, Y., & Furuya, K. 2023, [arXiv e-prints](#), [arXiv:2303.05630](#)
- Shimonishi, T., Watanabe, Y., Nishimura, Y., et al. 2018, [ApJ](#), **862**, 102
- Shin, T., Adhikari, S., Baxter, E. J., et al. 2019, [MNRAS](#), **487**, 2900
- Shingledecker, C. N., Lamberts, T., Laas, J. C., et al. 2020, [ApJ](#), **888**, 52

- Shinnaga, H., Tsuboi, M., & Kasuga, T. 1999, [PASJ](#), **51**, 175
- Shinnaga, H., & Yamamoto, S. 2000, [ApJ](#), **544**, 330
- Shivvers, I., Modjaz, M., Zheng, W., et al. 2017, [PASP](#), **129**, 054201
- Shu, F. H., Lizano, S., Galli, D., Cantó, J., & Laughlin, G. 2002, [ApJ](#), **580**, 969
- Shull, J. M., Smith, B. D., & Danforth, C. W. 2012, [ApJ](#), **759**, 23
- Simionescu, A., Boehringer, H., Brüggen, M., & Finoguenov, A. 2007, [A&A](#), **465**, 749
- Simionescu, A., Tremblay, G., Werner, N., et al. 2018, [MNRAS](#), **475**, 3004
- Skalidis, R., & Tassis, K. 2021, [A&A](#), **647**, A186
- Smail, I., Ivison, R. J., & Blain, A. W. 1997, [ApJ](#), **490**, L5
- Smith, B. D., Wise, J. H., O’Shea, B. W., Norman, M. L., & Khochfar, S. 2015, [MNRAS](#), **452**, 2822
- Smith, J. P., Bailey, J. I., & Mazin, B. A. 2022, in [2022 IEEE 30th Annual International Symposium on Field-Programmable Custom Computing Machines \(FCCM\)](#) (IEEE)
- Smith, M. D., Conrath, B. J., Pearl, J. C., & Christensen, P. R. 2002, [Icarus](#), **157**, 259
- Smith, N. 2014, [ARA&A](#), **52**, 487
- Sofue, Y. 1994, [ApJ](#), **431**, L91
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, [ApJ](#), **319**, 730
- Solomon, P. M., Sanders, D. B., & Rivolo, A. R. 1985, [ApJ](#), **292**, L19
- Soltan, A. 1982, [MNRAS](#), **200**, 115
- Sormani, M. C., & Barnes, A. T. 2019, [MNRAS](#), **484**, 1213
- Spergel, D., Gehrels, N., Baltay, C., et al. 2015, arXiv e-prints, arXiv:1503.03757
- Spilker, J. S., Phadke, K. A., Aravena, M., et al. 2020a, [ApJ](#), **905**, 85
- Spilker, J. S., Aravena, M., Phadke, K. A., et al. 2020b, [ApJ](#), **905**, 86
- Spinoglio, L., Fernández-Ontiveros, J. A., Malkan, M. A., et al. 2022, [ApJ](#), **926**, 55

- Springel, V., Di Matteo, T., & Hernquist, L. 2005a, [MNRAS](#), **361**, 776
- Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., et al. 2005b, [Nature](#), **435**, 629
- Stacey, G. J., Parshley, S., Nikola, T., et al. 2014, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series](#), Vol. 9153, Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VII, ed. W. S. Holland & J. Zmuidzinas, 91530L
- Stanimirović, S., Murray, C. E., Lee, M.-Y., Heiles, C., & Miller, J. 2014, [ApJ](#), **793**, 132
- Staniszewski, Z., Ade, P. A. R., Aird, K. A., et al. 2009, [ApJ](#), **701**, 32
- Stäuber, P., Doty, S. D., van Dishoeck, E. F., & Benz, A. O. 2005, [A&A](#), **440**, 949
- Stodólkiewicz, J. S. 1963, *Acta Astron.*, **13**, 30
- Stone, J. M., Ostriker, E. C., & Gammie, C. F. 1998, [ApJ](#), **508**, L99
- Strandet, M. L., Weiss, A., Vieira, J. D., et al. 2016, [ApJ](#), **822**, 80
- Sugahara, Y., Inoue, A. K., Hashimoto, T., et al. 2021, [ApJ](#), **923**, 5
- Sugimoto, N., Kouyama, T., & Takagi, M. 2019, [Geophys. Res. Lett.](#), **46**, 4573
- Sun, M., Jiang, B., Zhao, H., & Ren, Y. 2021, [ApJS](#), **256**, 17
- Sunyaev, R. A., & Zeldovich, I. B. 1980a, [ARA&A](#), **18**, 537
- Sunyaev, R. A., & Zeldovich, Y. B. 1970, *Comments on Astrophysics and Space Physics*, **2**, 66
- . 1972, *Comments on Astrophysics and Space Physics*, **4**, 173
- . 1980b, [MNRAS](#), **190**, 413
- Suzuki, A., Ade, P., Akiba, Y., et al. 2016, [Journal of Low Temperature Physics](#), **184**, 805
- Suzuki, A., Kane, E., Lee, A. T., et al. 2022, [Journal of Low Temperature Physics](#)
- Swinbank, A. M., Karim, A., Smail, I., et al. 2012, [MNRAS](#), **427**, 1066
- Tachihara, K., Saigo, K., Higuchi, A. E., et al. 2012, [ApJ](#), **754**, 95
- Tadaki, K., Iono, D., Yun, M. S., et al. 2018, [Nature](#), **560**, 613

- Tadaki, K.-i., Tsujita, A., Tamura, Y., et al. 2022, [PASJ](#), 74, L9
- Tafalla, M., Usero, A., & Hacar, A. 2021, [A&A](#), 646, A97
- Tahani, M. 2022, [Frontiers in Astronomy and Space Sciences](#), 9, 940027
- Takahashi, S., Ho, P. T. P., Teixeira, P. S., Zapata, L. A., & Su, Y.-N. 2013, [ApJ](#), 763, 57
- Takami, K., Nakagawa, H., Sagawa, H., et al. 2020, [Earth, Planets and Space](#), 72, 60
- Takasao, S., Tomida, K., Iwasaki, K., & Suzuki, T. K. 2019a, [ApJ](#), 878, L10
- . 2019b, [ApJ](#), 878, L10
- Takekawa, S., Oka, T., Iwata, Y., Tokuyama, S., & Nomura, M. 2017a, [ApJ](#), 843, L11
- Takekawa, S., Oka, T., Iwata, Y., Tsujimoto, S., & Nomura, M. 2019a, [ApJ](#), 871, L1
- . 2020, [ApJ](#), 890, 167
- Takekawa, S., Oka, T., & Tanaka, K. 2017b, [ApJ](#), 834, 121
- Takekawa, S., Oka, T., Tokuyama, S., et al. 2019b, [PASJ](#), 71, S21
- Takekoshi, T., Ohtawara, K., Oshima, T., et al. 2018, [Journal of Low Temperature Physics](#), 193, 1003
- Takekoshi, T., Karatsu, K., Suzuki, J., et al. 2020, [Journal of Low Temperature Physics](#), 199, 231
- Takeuchi, T. T., Buat, V., & Burgarella, D. 2005, [A&A](#), 440, L17
- Tamura, T., Yamasaki, N. Y., Iizuka, R., et al. 2014, [ApJ](#), 782, 38
- Tamura, Y., Mawatari, K., Hashimoto, T., et al. 2019, [ApJ](#), 874, 27
- Tamura, Y., Kawabe, R., Fukasaku, Y., et al. 2020, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series, Vol. 11445](#), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 114451N
- Tan, J. C., Kong, S., Zhang, Y., et al. 2016, [ApJ](#), 821, L3
- Tanaka, K. 2018, [ApJ](#), 859, 86
- Tanaka, K., Nagai, M., Kamegai, K., & Oka, T. 2015, [ApJ](#), 806, 130

- Tanaka, K., Oka, T., Nagai, M., & Kamegai, K. 2009, [PASJ](#), **61**, 461
- Tanaka, K. E. I., Tan, J. C., Staff, J. E., & Zhang, Y. 2017, [ApJ](#), **849**, 133
- Tanaka, K. E. I., Zhang, Y., Hirota, T., et al. 2020a, [ApJ](#), **900**, L2
- Tanaka, M., Valentino, F., Toft, S., et al. 2019, [ApJ](#), **885**, L34
- Tanaka, T., Uchida, H., Sano, H., & Tsuru, T. G. 2020b, [ApJ](#), **900**, L5
- Tanaka, T., Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., et al. 2008, [ApJ](#), **685**, 988
- Tanaka, Y., & Shibazaki, N. 1996, [ARA&A](#), **34**, 607
- Tanaka, Y., Uchida, H., Tanaka, T., et al. 2022, [ApJ](#), **933**, 101
- Taniguchi, A., Tamura, Y., Ikeda, S., Takekoshi, T., & Kawabe, R. 2021a, [The Astronomical Journal](#), **162**, 111
- Taniguchi, A., Tamura, Y., Kohno, K., et al. 2020, [Publications of the Astronomical Society of Japan](#), **72**, <https://academic.oup.com/pasj/article-pdf/72/1/2/32408717/psz121.pdf>, 2
- Taniguchi, A., Bakx, T. J. L. C., Baselmans, J. J. A., et al. 2021b
- Taniguchi, A., Bakx, T. J. L. C., Baselmans, J. J. A., et al. 2021a, arXiv e-prints, arXiv:2110.14656
- . 2022, [Journal of Low Temperature Physics](#), arXiv:2110.14656 [astro-ph.IM]
- Taniguchi, K., Herbst, E., Caselli, P., et al. 2019, [ApJ](#), **881**, 57
- Taniguchi, K., Plunkett, A., Herbst, E., et al. 2020, [MNRAS](#), **493**, 2395
- Taniguchi, K., Plunkett, A., Shimoikura, T., et al. 2021b, [PASJ](#), **73**, 1540
- Taniguchi, K., Saito, M., Sridharan, T. K., & Minamidani, T. 2018a, [ApJ](#), **854**, 133
- Taniguchi, K., Saito, M., Hirota, T., et al. 2017, [ApJ](#), **844**, 68
- Taniguchi, K., Saito, M., Majumdar, L., et al. 2018b, [ApJ](#), **866**, 150
- Taniguchi, K., Herbst, E., Majumdar, L., et al. 2021c, [ApJ](#), **908**, 100
- Tanimura, H., Aghanim, N., Bonjean, V., Malavasi, N., & Douspis, M. 2020a, [A&A](#), **637**, A41
- Tanimura, H., Aghanim, N., Douspis, M., & Malavasi, N. 2022a, arXiv e-prints, arXiv:2206.00084

- Tanimura, H., Aghanim, N., Kolodzig, A., Douspis, M., & Malavasi, N. 2020b, [A&A](#), **643**, L2
- Tanimura, H., Douspis, M., Aghanim, N., & Salvati, L. 2022b, [MNRAS](#), **509**, 300
- Tanimura, H., Hinshaw, G., McCarthy, I. G., et al. 2019, [MNRAS](#), **483**, 223
- . 2020c, [MNRAS](#), **491**, 2318
- Taquet, V., van Dishoeck, E. F., Swayne, M., et al. 2018, [A&A](#), **618**, A11
- Tatematsu, K., Ohashi, S., Sanhueza, P., et al. 2016, [PASJ](#), **68**, 24
- Teanby, N. A., Irwin, P. G. J., & Moses, J. I. 2019, [Icarus](#), **319**, 86
- Teanby, N. A., Irwin, P. G. J., Sylvestre, M., Nixon, C. A., & Cordiner, M. A. 2022, [The Planetary Science Journal](#), **3**, 96
- Testi, L., Birnstiel, T., Ricci, L., et al. 2014, in [Protostars and Planets VI](#), ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 339
- Tetarenko, A. J., Sivakoff, G. R., Miller-Jones, J. C. A., et al. 2017, [MNRAS](#), **469**, 3141
- Tetarenko, B. E., Sivakoff, G. R., Heinke, C. O., & Gladstone, J. C. 2016, [ApJS](#), **222**, 15
- The Simons Observatory collaboration, Ade, P., Aguirre, J., et al. 2019, [Journal of Cosmology and Astroparticle Physics](#), **2019**, 056
- Thelen, A. E., Nixon, C. A., Cosentino, R. G., et al. 2022, [The Planetary Science Journal](#), **3**, 146
- Thelen, A. E., Nixon, C. A., Chanover, N. J., et al. 2018, [Icarus](#), **307**, 380
- Thelen, A. E., Nixon, C. A., Chanover, N. J., et al. 2019, [Icarus](#), **319**, 417
- Thieme, T. J., Lai, S.-P., Lin, S.-J., et al. 2022, [ApJ](#), **925**, 32
- Thomas, D., Maraston, C., Schawinski, K., Sarzi, M., & Silk, J. 2010, [MNRAS](#), **404**, 1775
- Thornton, R. J., Ade, P. A. R., Aiola, S., et al. 2016, [The Astrophysical Journal Supplement Series](#), **227**, 21
- Tinsley, B. M. 1980, [Fund. Cosmic Phys.](#), **5**, 287
- Toba, Y., Wang, W.-H., Nagao, T., et al. 2020, [ApJ](#), **889**, 76

- Tobin, J. J., Hartmann, L., Chiang, H.-F., et al. 2013, [ApJ](#), 771, 48
- Toda, K., Fukazawa, Y., & Inoue, Y. 2020, [ApJ](#), 896, 172
- Todini, P., & Ferrara, A. 2001, [MNRAS](#), 325, 726
- Tokuda, K., Onishi, T., Saigo, K., et al. 2014, [ApJ](#), 789, L4
- Tokuda, K., Fukui, Y., Harada, R., et al. 2019, [ApJ](#), 886, 15
- Tokuda, K., Fujishiro, K., Tachihara, K., et al. 2020, [ApJ](#), 899, 10
- Tokuda, K., Minami, T., Fukui, Y., et al. 2022, [ApJ](#), 933, 20
- Tollefson, J., de Pater, I., Luszcz-Cook, S., & DeBoer, D. 2019, [The Astronomical Journal](#), 157, 251
- Tomisaka, K., Ikeuchi, S., & Nakamura, T. 1988, [ApJ](#), 335, 239
- Torii, K., Hasegawa, K., Hattori, Y., et al. 2015, [ApJ](#), 806, 7
- Torii, K., Fujita, S., Nishimura, A., et al. 2019, [PASJ](#), 71, S2
- Toshikawa, J., Uchiyama, H., Kashikawa, N., et al. 2018a, [PASJ](#), 70, S12
- . 2018b, [PASJ](#), 70, S12
- Totani, T., & Takeuchi, T. T. 2002, [ApJ](#), 570, 470
- Tozzi, P., Pentericci, L., Gilli, R., et al. 2022, [A&A](#), 662, A54
- Traficante, A., Fuller, G. A., Smith, R. J., et al. 2018, [MNRAS](#), 473, 4975
- Tram, L. N., & Hoang, T. 2022a, [Frontiers in Astronomy and Space Sciences](#), 9, 923927
- . 2022b, [Frontiers in Astronomy and Space Sciences](#), 9, 923927
- Tram, L. N., Hoang, T., Lee, H., et al. 2021, [ApJ](#), 906, 115
- Trenti, M., & Stiavelli, M. 2008, [ApJ](#), 676, 767
- Troland, T. H., & Crutcher, R. M. 2008, [ApJ](#), 680, 457
- Trott, C. M., Jordan, C. H., Midgley, S., et al. 2020, [MNRAS](#), 493, 4711

- Trumbo, S. K., Brown, M. E., & Butler, B. J. 2017, [AJ](#), 154, 148
- Trumbo, S. K., Brown, M. E., & Butler, B. J. 2018, [The Astronomical Journal](#), 156, 161
- Truran, J. W. 1977, in [Astrophysics and Space Science Library](#), Vol. 67, CNO Isotopes in Astrophysics, ed. J. Audouze, 145
- Tsan, T., Galitzki, N., Ali, A. M., et al. 2021, [Cryogenics](#), 117, 103323
- Tsuboi, M., Handa, T., & Ukita, N. 1999, [ApJS](#), 120, 1
- Tsuboi, M., Kitamura, Y., Tsutsumi, T., et al. 2019, [PASJ](#), 71, 105
- . 2017, [ApJ](#), 850, L5
- Tsuboi, Y., Koyama, K., Hamaguchi, K., et al. 2001, [ApJ](#), 554, 734
- Tsuge, K., Sano, H., Tachihara, K., et al. 2019, [ApJ](#), 871, 44
- Tsukagoshi, T., Nomura, H., Muto, T., et al. 2016, [ApJ](#), 829, L35
- . 2022, [ApJ](#), 928, 49
- Tucker, C. E., & Ade, P. A. R. 2006, in [SPIE Proceedings](#), ed. J. Zmuidzinas, W. S. Holland, S. Withington, & W. D. Duncan (SPIE)
- Ueda, J., Watanabe, Y., Iono, D., et al. 2017, [PASJ](#), 69, 6
- Ueda, S., Kitayama, T., Oguri, M., et al. 2018, [ApJ](#), 866, 48
- Ueda, T., Kataoka, A., & Tsukagoshi, T. 2020, [ApJ](#), 893, 125
- Umehata, H., Tamura, Y., Kohno, K., et al. 2015, [ApJ](#), 815, L8
- Umehata, H., Fumagalli, M., Smail, I., et al. 2019, [Science](#), 366, 97
- Umetsu, K., & Diemer, B. 2017, [ApJ](#), 836, 231
- Umetsu, K., Ueda, S., Hsieh, B.-C., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2203.03647
- Uno, S., Takekoshi, T., Oshima, T., et al. 2020, [Appl. Opt.](#), 59, 4143
- Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, [PASP](#), 107, 803

- Usero, A., García-Burillo, S., Martín-Pintado, J., Fuente, A., & Neri, R. 2006, [A&A](#), 448, 457
- Vaillancourt, J. E., & Andersson, B. G. 2015, [ApJ](#), 812, L7
- Vaillancourt, J. E., & Matthews, B. C. 2012, [ApJS](#), 201, 13
- Vaillancourt, J. E., Dowell, C. D., Hildebrand, R. H., et al. 2008, [ApJ](#), 679, L25
- Valdivia, V., Hennebelle, P., Gérin, M., & Lesaffre, P. 2016, [A&A](#), 587, A76
- Valdivia-Mena, M. T., Pineda, J. E., Segura-Cox, D. M., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2208.01023
- Valiante, E., Smith, M. W. L., Eales, S., et al. 2016, [MNRAS](#), 462, 3146
- Valiante, R., Schneider, R., Bianchi, S., & Andersen, A. C. 2009, [MNRAS](#), 397, 1661
- Vallini, L., Tielens, A. G. G. M., Pallottini, A., et al. 2019, [MNRAS](#), 490, 4502
- van der Horst, A. J., Curran, P. A., Miller-Jones, J. C. A., et al. 2013, [MNRAS](#), 436, 2625
- van der Tak, F. F. S., Black, J. H., Schöier, F. L., Jansen, D. J., & van Dishoeck, E. F. 2007, [A&A](#), 468, 627
- van der Werf, P. P., Isaak, K. G., Meijerink, R., et al. 2010, [A&A](#), 518, L42
- van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 1988, [ApJ](#), 334, 771
- van Dishoeck, E. F., & Blake, G. A. 1998, [ARA&A](#), 36, 317
- van Dishoeck, E. F., Kristensen, L. E., Mottram, J. C., et al. 2021, [A&A](#), 648, A24
- van Loon, J. T., Gilmore, G. F., Omont, A., et al. 2003, [MNRAS](#), 338, 857
- van Rantwijk, J., Grim, M., van Loon, D., et al. 2016, [IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques](#), 64, 1876
- van Weeren, R. J., de Gasperin, F., Akamatsu, H., et al. 2019, [Space Sci. Rev.](#), 215, 16
- Vanderlinde, K., Crawford, T. M., de Haan, T., et al. 2010, [ApJ](#), 722, 1180
- Vantyghem, A. N., McNamara, B. R., Russell, H. R., et al. 2014, [MNRAS](#), 442, 3192
- Vastel, C., Ceccarelli, C., Lefloch, B., & Bachiller, R. 2016, [A&A](#), 591, L2

- Vázquez-Semadeni, E., Palau, A., Ballesteros-Paredes, J., Gómez, G. C., & Zamora-Avilés, M. 2019a, [MNRAS](#), **490**, 3061
- . 2019b, [MNRAS](#), **490**, 3061
- Veena, V. S., Riquelme, D., Kim, W. J., et al. 2023, [A&A](#), **674**, L15
- Veilleux, S., Maiolino, R., Bolatto, A. D., & Aalto, S. 2020, [A&A Rev.](#), **28**, 2
- Velázquez, P. F., Dubner, G. M., Goss, W. M., & Green, A. J. 2002, [AJ](#), **124**, 2145
- Venemans, B. P., Decarli, R., Walter, F., et al. 2018, [ApJ](#), **866**, 159
- Vikaeus, A., Zackrisson, E., Schaerer, D., et al. 2022, [MNRAS](#), **512**, 3030
- Vikhlinin, A., Kravtsov, A. V., Burenin, R. A., et al. 2009, [ApJ](#), **692**, 1060
- Vikram, V., Lidz, A., & Jain, B. 2017, [MNRAS](#), **467**, 2315
- Vito, F., Brandt, W. N., Bauer, F. E., et al. 2019, [A&A](#), **628**, L6
- Volonteri, M., Madau, P., Quataert, E., & Rees, M. J. 2005, [ApJ](#), **620**, 69
- Wada, K. 2012, [ApJ](#), **758**, 66
- Wada, K., Baba, J., & Saitoh, T. R. 2011, [ApJ](#), **735**, 1
- Waggoner, A. R., & Cleeves, L. I. 2022, [ApJ](#), **928**, 46
- Wakelam, V., Castets, A., Ceccarelli, C., et al. 2004, [A&A](#), **413**, 609
- Walch, S., Girichidis, P., Naab, T., et al. 2015, [MNRAS](#), **454**, 238
- Walker, S., Simionescu, A., Nagai, D., et al. 2019, [Space Sci. Rev.](#), **215**, 7
- Walter, F., Decarli, R., Aravena, M., et al. 2016, [ApJ](#), **833**, 67
- Wang, J.-W., Lai, S.-P., Eswaraiah, C., et al. 2019a, [ApJ](#), **876**, 42
- Wang, R., Wagg, J., Carilli, C. L., et al. 2013, [ApJ](#), **773**, 44
- Wang, T., Schreiber, C., Elbaz, D., et al. 2019b, [Nature](#), **572**, 211
- Wang, W.-C., Hirashita, H., & Hou, K.-C. 2017, [MNRAS](#), **465**, 3475

- Ward-Thompson, D., André, P., Crutcher, R., et al. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 33
- Ward-Thompson, D., Kirk, J. M., Crutcher, R. M., et al. 2000, [ApJ](#), **537**, L135
- Watanabe, Y., Nishimura, Y., Harada, N., et al. 2017, [ApJ](#), **845**, 116
- Watanabe, Y., Sakai, N., Sorai, K., & Yamamoto, S. 2014, [ApJ](#), **788**, 4
- Watson, D., Christensen, L., Knudsen, K. K., et al. 2015, [Nature](#), **519**, 327
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R. 1977, [ApJ](#), **218**, 377
- Weisstein, E. W., & Serabyn, E. 1994, [Icarus](#), **109**, 367
- Weisstein, E. W., & Serabyn, E. 1996, [Icarus](#), **123**, 23
- Wenger, T. V., Balser, D. S., Anderson, L. D., & Bania, T. M. 2019, [ApJ](#), **887**, 114
- Werner, N., McNamara, B. R., Churazov, E., & Scannapieco, E. 2019, [Space Sci. Rev.](#), **215**, 5
- Wheeler, C., Groppi, C., Mani, H., et al. 2014, in [2014 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves \(IRMMW-THz\)](#) (IEEE)
- White, R. L., Becker, R. H., Helfand, D. J., & Gregg, M. D. 1997, [ApJ](#), **475**, 479
- Whitney, B. A., Sewilo, M., Indebetouw, R., et al. 2008, [AJ](#), **136**, 18
- Whittet, D. C. B. 2010, [ApJ](#), **710**, 1009
- Whittet, D. C. B., Hough, J. H., Lazarian, A., & Hoang, T. 2008, [ApJ](#), **674**, 304
- Wik, D. R., Hornstrup, A., Molendi, S., et al. 2014, [ApJ](#), **792**, 48
- Wilkinson, A., Almaini, O., Chen, C.-C., et al. 2017, [MNRAS](#), **464**, 1380
- Williamson, R., Benson, B. A., High, F. W., et al. 2011, [ApJ](#), **738**, 139
- Wilson, T. L., & Matteucci, F. 1992, [A&A Rev.](#), **4**, 1
- Wise, J. H., Turk, M. J., Norman, M. L., & Abel, T. 2012, [ApJ](#), **745**, 50
- Wolfire, M. G., Hollenbach, D., & McKee, C. F. 2010, [ApJ](#), **716**, 1191

- Woods, P. M., Oliveira, J. M., Kemper, F., et al. 2011, [MNRAS](#), **411**, 1597
- Woodward, P. R. 1976, [ApJ](#), **207**, 484
- Wootten, H. A. 1977, [ApJ](#), **216**, 440
- Wouterloot, J. G. A., Henkel, C., Brand, J., & Davis, G. R. 2008, [A&A](#), **487**, 237
- Wright, E. L. 1979, [ApJ](#), **232**, 348
- Wu, B., Tan, J. C., Nakamura, F., et al. 2017, [ApJ](#), **835**, 137
- Yajima, H., & Khochfar, S. 2017, [MNRAS](#), **467**, L51
- Yajima, H., Nagamine, K., Zhu, Q., Khochfar, S., & Dalla Vecchia, C. 2017, [ApJ](#), **846**, 30
- Yajima, H., Abe, M., Khochfar, S., et al. 2022, [MNRAS](#), **509**, 4037
- Yalinewich, A., Sari, R., Generozov, A., Stone, N. C., & Metzger, B. D. 2018, [MNRAS](#), **479**, 4778
- Yamada, M., Oka, T., Takekawa, S., et al. 2017, [ApJ](#), **834**, L3
- Yamaguchi, H. 2020, [Astronomische Nachrichten](#), **341**, 150
- Yamaguchi, Y., Kohno, K., Tamura, Y., et al. 2017, [ApJ](#), **845**, 108
- Yamaguchi, Y., Kohno, K., Hatsukade, B., et al. 2020, [PASJ](#), **72**, 69
- Yamamoto, H., Kawamura, A., Tachihara, K., et al. 2006a, [ApJ](#), **642**, 307
- . 2006b, [ApJ](#), **642**, 307
- Yamamoto, H., Onishi, T., Mizuno, A., & Fukui, Y. 2003, [ApJ](#), **592**, 217
- Yamane, Y., Sano, H., van Loon, J. T., et al. 2018, [ApJ](#), **863**, 55
- Yan, L., Sajina, A., Loiacono, F., et al. 2020, [ApJ](#), **905**, 147
- Yang, H. Y. K., Ruszkowski, M., & Zweibel, E. G. 2022, [Nature Astronomy](#), **6**, 584
- Yang, J., Paragi, Z., Beswick, R. J., et al. 2021a, [MNRAS](#), **503**, 3886
- Yang, J., van Bemmell, I., Paragi, Z., et al. 2021b, [MNRAS](#), **502**, L61

- Yang, Y.-L., Sakai, N., Zhang, Y., et al. 2021c, [ApJ](#), **910**, 20
- Yates, S. J. C., Baryshev, A. M., Yurduseven, O., et al. 2017, [IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology](#), **7**, 789
- Yen, H.-W., Koch, P. M., Hull, C. L. H., et al. 2021, [ApJ](#), **907**, 33
- Yildiz, U. A., Acharyya, K., Goldsmith, P. F., et al. 2013, [A&A](#), **558**, A58
- Yokozuka, H., Oka, T., Takekawa, S., Iwata, Y., & Tsujimoto, S. 2021, [ApJ](#), **908**, 246
- Yoon, H., & Cho, J. 2019, [ApJ](#), **880**, 137
- Yoshida, N., Omukai, K., & Hernquist, L. 2008, [Science](#), **321**, 669
- Yoshikawa, K., Yamasaki, N. Y., Suto, Y., et al. 2003, [PASJ](#), **55**, 879
- Ysard, N., Abergel, A., Ristorcelli, I., et al. 2013, [A&A](#), **559**, A133
- Yusef-Zadeh, F., Bushouse, H., Wardle, M., et al. 2009, [ApJ](#), **706**, 348
- Zanella, A., Daddi, E., Magdis, G., et al. 2018, [MNRAS](#), **481**, 1976
- Zavala, J. A., Montaña, A., Hughes, D. H., et al. 2018, [Nature Astronomy](#), **2**, 56
- Zavala, J. A., Casey, C. M., Manning, S. M., et al. 2021, [ApJ](#), **909**, 165
- Zavala, J. A., Buat, V., Casey, C. M., et al. 2023, [ApJ](#), **943**, L9
- Zeeman, P. 1897, [ApJ](#), **5**, 332
- Zemcov, M., Aguirre, J., Bock, J., et al. 2012, [ApJ](#), **749**, 114
- Zhang, Q., Qiu, K., Girart, J. M., et al. 2014a, [ApJ](#), **792**, 116
- . 2014b, [ApJ](#), **792**, 116
- Zhang, Z.-Y., Romano, D., Ivison, R. J., Papadopoulos, P. P., & Matteucci, F. 2018, [Nature](#), **558**, 260
- Zhu, Z., Zhang, S., Jiang, Y.-F., et al. 2019, [ApJ](#), **877**, L18
- Zinnecker, H. 1982, [Annals of the New York Academy of Sciences](#), **395**, 226
- Zmuidzinas, J. 2012, [Annual Review of Condensed Matter Physics](#), **3**, 169

Zucker, C., Goodman, A. A., Alves, J., et al. 2022, [Nature](#), 601, 334

Zuckerman, B., & Evans, N. J., I. 1974, [ApJ](#), 192, L149

ZuHone, J. A. 2011, [ApJ](#), 728, 54

Zürcher, D., & More, S. 2019, [ApJ](#), 874, 184

佐川 英夫. 2017, [天文月報](#), 110, 317

佐川 英夫, 青木 翔平, 前澤 裕之, 中川 広務, & 笠羽 康正. 2019, [遊星人](#), 28, 277

飯野 孝浩. 2022, [天文月報](#), 115, 296