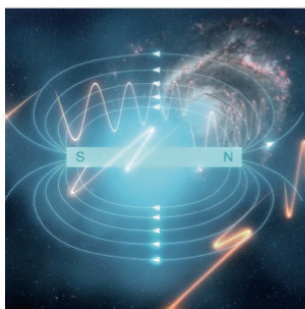
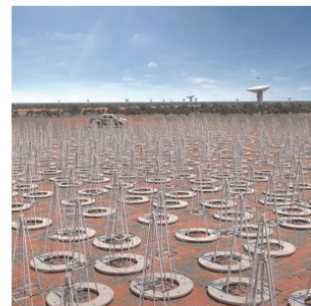
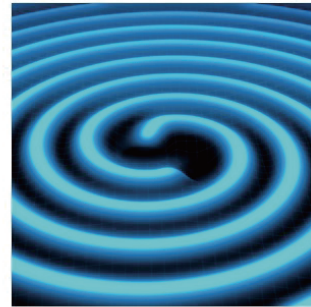
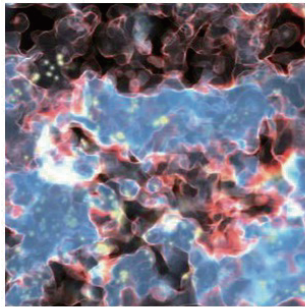


日本版
Square Kilometre Array
サイエンスブック



日本 SKA コンソーシアム

科学検討班

2020

目次

第1章	序章	1
1.1	概要	1
1.2	学術的な意義	1
1.3	国内外の動向と当該研究計画の位置づけ	5
1.4	実施機関と実施体制	8
1.5	計画の妥当性	10
1.6	年次計画	12
1.7	学術政策と社会的価値	13
第2章	宇宙再電離	15
2.1	宇宙再電離研究の現状	15
2.1.1	宇宙の歴史	15
2.1.2	21cm 線	16
2.1.3	熱進化の歴史 ～大局的なシグナル～	17
2.1.4	WF 効果, X 線加熱, 再電離のソース	19
2.1.5	輝度温度を通じた観測	20
2.1.6	EoR の低周波電波での観測	23
2.1.7	現在の制限	25
2.2	国際 SKA のサイエンス	27
2.2.1	再電離の物理	27
2.2.2	再電離期のモデリングと SKA へ向けたシミュレーション	30
2.2.3	初代銀河、Lyman- α と X 線強度の揺らぎ、スピン温度	33
2.2.4	SKA1-low による再電離期の電離領域の撮像	36
2.2.5	撮像観測	38
2.2.6	21cm forest	41
2.2.7	HI データを用いた CD と EoR への制限	42
2.2.8	バリオンとダークマターの相対速度	46
2.2.9	EoR/Cosmic Dawn 期の宇宙論	48
2.2.10	宇宙論的観測と中性水素 21 cm 線の相互相関	50
2.2.11	平均シグナル	53
2.3	日本が狙うサイエンス	54
2.3.1	中性水素 21cm 線と他のシグナルとの相互相関	55
2.3.2	21cm 線統計	59
2.3.3	機械学習的アプローチ	62
2.3.4	21cm forest	63

参考文献	66
著者一覧	69
第3章 宇宙論	70
3.1 イントロダクション：標準宇宙論と未解決問題	70
3.1.1 宇宙論の現状	70
3.1.2 宇宙論的観測手法	74
3.1.3 他波長の将来計画	76
3.1.4 SKA pathfinder による宇宙論	79
3.2 国際SKAのサイエンス	80
3.2.1 SKAによる宇宙論サーベイ	80
3.2.2 バリオン音響振動	81
3.2.3 赤方偏移空間歪み	83
3.2.4 HI強度マッピング：前景放射	85
3.2.5 HIトポロジー	86
3.2.6 超地平線スケール宇宙論	88
3.2.7 弱重力レンズ	91
3.2.8 銀河団宇宙論	94
3.2.9 宇宙原理	96
3.2.10 SKA Phase-1 Design Baseline における宇宙論サーベイ	98
3.3 日本が狙うサイエンス	100
3.3.1 超地平線スケール宇宙論	101
3.3.2 21cm線観測を用いた暗黒宇宙探査	103
3.3.3 21cm線グローバルシグナル観測	106
3.3.4 パルサータイミングアレイを用いた原始磁場探査	109
3.3.5 重元素の超微細構造線を用いたミッシングバリオン探査	110
3.3.6 21cm-CMB lensing 相互相関の検出可能性及び $\Omega_{\text{HI}}b$ の制限	111
3.3.7 21cm線観測による宇宙論解析のためのHIバイアスの測定	114
参考文献	115
著者一覧	118
第4章 銀河進化	119
4.1 銀河の「進化」とは	119
4.2 銀河進化研究の現状 – 伝統的方法論とその限界 –	121
4.3 銀河進化研究の現状 – 銀河におけるHIガス –	123
4.3.1 水素原子と水素分子	123
4.3.2 渦巻銀河のHIガス	126
4.3.3 早期型銀河のHIガス	129
4.3.4 矮小銀河のHIガス	132
4.3.5 様々な種族にまたがるサーベイ (銀河進化の統計的、統一的理解に向けて)	134
4.3.6 高赤方偏移へ: 水素原子吸収線系による銀河進化の解明	137
4.4 銀河進化研究の現状 – 電波領域における多波長・他輝線による銀河の観測的研究 –	139
4.4.1 水素原子以外の電波輝線	139

4.4.2	電波連続波で探査する銀河進化史	141
4.5	国際 SKA のサイエンス	142
4.5.1	水素原子吸収線系で探る銀河進化	142
4.5.2	電波再結合線で探る冷たい中性水素雲	145
4.5.3	電波連続波で探る銀河進化	146
4.6	日本が狙うサイエンス	148
4.6.1	近傍銀河: 星間物質の性質・進化、星形成の統一的理解	149
4.6.2	ガス、ダスト及び星形成を結ぶ拡張スケーリング則の探索と理論化	151
4.6.3	水素原子 21 cm 吸収線系で探る銀河進化	153
	参考文献	157
	著者一覧	161
第 5 章	パルサー	162
5.1	パルサー研究の現状と未解決問題	162
5.1.1	パルサーの多様性	162
5.1.2	パルサー磁気圏	164
5.1.3	パルサーによる重力波検出	165
5.1.4	パルサーによる一般相対論検証	167
5.1.5	パルサーを用いた銀河の磁場構造の研究	169
5.2	国際 SKA のサイエンス	171
5.2.1	SKA を用いたパルサー探査	171
5.2.2	天の川銀河中心のパルサー	172
5.2.3	SKA による重力波天文学	173
5.2.4	Tests of Gravity with Pulsars (パルサーによる重力理論の検証)	175
5.2.5	パルサー磁気圏	177
5.2.6	Structure and the Magnetoionic Interstellar Medium	179
5.3	日本のサイエンス	180
5.3.1	パルサーサーチの新手法	180
5.3.2	パルサータイミングアレイによる重力波検出	181
5.3.3	パルサースピンドアウン率統計による超低周波重力波検出	184
5.3.4	パルサータイミングアレイによるアクシオン探査	185
5.3.5	パルサーによる重力理論の検証	187
5.3.6	パルサー磁気圏	188
5.3.7	グリッチの観測的研究	189
5.3.8	モンテカルロシミュレーションによる銀河系磁場構造の決定	189
	参考文献	192
	著者一覧	195
第 6 章	宇宙磁場	196
6.1	現状の科学的課題	196
6.1.1	磁場研究の物理量	196
6.1.2	星間・天の川銀河磁場の科学的課題	204
6.1.3	系外銀河磁場の科学的課題	206

6.1.4	AGN ジェット・核周円盤磁場の科学的課題	209
6.1.5	銀河団磁場の科学的課題	211
6.1.6	宇宙大規模構造磁場の科学的課題	213
6.1.7	宇宙論的磁場の科学的課題	215
6.1.8	ファラデートモグラフィーの科学的課題	218
6.2	国際 SKA の科学的課題	222
6.2.1	国際 SKA サイエンスの概要	222
6.2.2	星間・天の川銀河磁場	224
6.2.3	系外銀河磁場	226
6.2.4	AGN ジェット・核周円盤磁場	230
6.2.5	銀河団磁場	236
6.2.6	宇宙大規模構造磁場	238
6.2.7	宇宙論的磁場	239
6.2.8	ファラデートモグラフィー	240
6.3	日本が狙う科学的課題	241
6.3.1	はじめに	241
6.3.2	銀河磁場の起源と進化	243
6.3.3	近傍銀河の 4 次元磁場構造	244
6.3.4	遠方銀河の偏波特性	246
6.3.5	AGN ジェット・核周円盤の磁場構造	247
6.3.6	銀河団乱流の形成と進化の解明	249
6.3.7	銀河団電波ハローの多波長観測	250
6.3.8	銀河団電波レリックの起源の解明	251
6.3.9	宇宙大規模構造の探査	252
6.3.10	宇宙論的磁場生成	255
6.3.11	宇宙磁場の宇宙論的進化	257
6.3.12	トモグラフィーの諸問題の改善	259
6.3.13	さらなるシナジーを求めて	260
	参考文献	263
	著者一覧	268
第 7 章	近傍宇宙時空計測	269
7.1	次世代高精度位置計測が切り開く天文学研究	269
7.1.1	時代が経っても揺るがない天体位置計測継続の重要性	269
7.1.2	高精度位置計測対象電波源の個数増大と多様化	271
7.2	SKA に向けた電波源高精度位置計測における技術的検討項目	273
7.2.1	VLBI 観測装置	273
7.2.2	VLBI 観測局配置	275
7.2.3	データ較正法・電波源位置計測法	276
7.2.4	長波長帯における高精度天体位置計測の実現性	278
7.2.5	測量用較正電波源	278
7.2.6	天球電波座標系	279

7.3	国際 SKA のサイエンス	279
7.3.1	パルサーに対する年周視差・固有運動計測	280
7.3.2	天の川渦状腕内部の詳細構造	280
7.3.3	OH メーザー源に対する位置計測と天の川銀河全体の構造の把握	282
7.3.4	局所銀河群 (The Local Group) 中銀河の固有運動	285
7.3.5	高精度天球基準座標系構築で生み出されるサイエンス	286
7.4	日本が狙うサイエンス	287
7.4.1	天の川銀河の薄い円盤と渦状腕のパターン速度の推定	287
7.4.2	天の川銀河の厚い円盤で見られる物質循環	288
7.4.3	天の川銀河バルジ	289
7.4.4	天の川-マゼラン銀河系の力学進化と物質進化	291
7.4.5	天の川-マゼラン銀河系における電子密度・磁場分布の把握	294
7.4.6	マグネター誕生起源の解明	294
7.4.7	「未同定天体」の位置計測に基づく同定	296
7.4.8	地球外知的生命体探査 (SETI)	297
	参考文献	298
	著者一覧	300
第 8 章	星間物質	301
8.1	未解決のサイエンス	301
8.1.1	星間物質とは	301
8.1.2	天の川銀河内の星間物質	304
8.1.3	天の川銀河外の星間物質	307
8.2	国際 SKA サイエンスブックの紹介	310
8.2.1	銀河の連続波観測	310
8.2.2	VLBI,SKA を用いたメーザー天文学	310
8.2.3	Anomalous Microwave Emission (AME) の観測可能性	311
8.2.4	天の川、Local group の OH メーザー観測	312
8.2.5	天の川銀河内の spectroscopic survey	312
8.2.6	星形成領域・渦状腕の tomography	313
8.2.7	冷たい中性媒質の物理：低周波での再結合線	314
8.2.8	HI survey に向けた多波長観測	315
8.2.9	中性水素分布と銀河進化	316
8.2.10	銀河と大小マゼラン銀河の進化	317
8.3	日本が狙うサイエンス	318
8.3.1	星間媒質における中性水素原子雲の役割と観測の重要性	319
8.3.2	ダークガス	319
8.3.3	白田 64m 鏡の整備	320
8.3.4	星間乱流と宇宙線	322
8.3.5	Beyond Band 5	324
	参考文献	325
	著者一覧	327

第 9 章 突発天体	328
9.1 突発天体研究の現状と未解決問題	328
9.1.1 はじめに: 突発天体の研究	328
9.1.2 超新星	331
9.1.3 ガンマ線バースト	332
9.1.4 ブラックホールによる星の潮汐崩壊	333
9.1.5 中性子星	334
9.1.6 Fast Radio Bursts (FRBs)	335
9.1.7 重力波の電磁波対応天体探査	337
9.1.8 その他の突発天体	338
9.2 国際 SKA のサイエンス	339
9.2.1 SKA による突発天体探査	339
9.2.2 ガンマ線バースト	342
9.2.3 太陽質量コンパクト天体からのインコヒーレントな突発的電波放射	342
9.2.4 ジェットを伴う潮汐崩壊現象の強い狩人としての SKA	343
9.2.5 宇宙論的距離の早い突発現象	343
9.2.6 ガンマ線バーストを用いた宇宙論への SKA の貢献	344
9.2.7 活動銀河核の時間領域研究	344
9.2.8 コア崩壊型超新星と Ia 型超新星	344
9.2.9 新星と共生連星からの熱電波放射	345
9.2.10 超新星と超新星残骸の研究	346
9.2.11 系内外のブラックホール X 線トランジェントの早期検出と網羅	346
9.2.12 未知の未知	346
9.3 日本が狙うサイエンス	349
9.3.1 系外超新星	349
9.3.2 SKA 時代の多波長観測で探る超新星残骸における粒子加速および星間物質との相互作用	352
9.3.3 電波によるガンマ線バーストの即応追観測	353
9.3.4 死んだ電波銀河のシェルからの放射	354
9.3.5 SKA で探る中性子星の突発現象	355
9.3.6 FRB の起源天体モデルとバリオン探査	357
9.3.7 FRB の偏波で探る宇宙磁場	360
9.3.8 重力波-電波マルチメッセンジャー観測	361
9.3.9 未知の突発天体の探査	362
9.3.10 突発天体研究のための SKA への要求	365
参考文献	367
著者一覧	370
第 10 章 星惑星形成	371
10.1 原始惑星系円盤内でのダスト成長、ペブル降着、惑星形成	371
10.1.1 科学的背景	371
10.1.2 国際ワーキンググループでの検討状況	375

10.1.3	日本ワーキンググループによる検討状況	375
10.2	シンクロトロン放射による分子雲コアの磁場計測	376
10.2.1	科学的背景	376
10.2.2	Padovani らによる分子雲コアからのシンクロトロン放射の見積もり	378
10.2.3	日本グループでの検討	379
10.3	大質量星形成	382
10.3.1	背景 1: 大質量星形成におけるセンチ波連続波観測	382
10.3.2	背景 2: 星近傍観測における低周波の重要性	382
10.3.3	背景 3: 原始星に対するタイムドメイン観測	384
10.3.4	背景 4: メーザーによる変動現象	386
10.3.5	背景 5: 星間メーザーによる星周構造の研究	388
10.3.6	SKA1 による観測 1: 電波ジェット	388
10.3.7	SKA1 による観測 2: HII 領域	389
10.3.8	SKA1 による観測 3: 降着バーストの探査	389
10.3.9	SKA1 による観測 4: ハローメーザー	390
10.3.10	SKA1 による観測 5: 特異アウトフロー天体と原始星合体	390
10.3.11	SKA1 による観測 6: SKA-VLBI による観測	391
10.4	有機高分子および生命前駆体の探査	391
10.4.1	科学的背景	391
10.4.2	国際ワーキンググループでのサイエンス	392
10.4.3	日本ワーキンググループでの検討状況	395
	参考文献	397
	著者一覧	400
第 11 章	惑星	401
11.1	電波放射機構とそれに伴うサイエンス	402
11.1.1	オーロラ電波	402
11.1.2	シンクロトロン放射	413
11.1.3	熱放射	415
11.1.4	電波再結合線 (radio recombination line: RRL)	418
11.1.5	人工電波	420
11.2	国際 SKA で狙うサイエンス	421
11.2.1	太陽系外惑星系からのオーロラ電波検出に向けて	421
11.2.2	SKA による SETI	427
11.3	日本 SKA が検討するサイエンス	428
11.3.1	太陽系外惑星からのオーロラ電波検出	429
11.3.2	ガス捕獲中の惑星の衝撃波由来の再結合線の検出	432
11.3.3	トランジットを利用した惑星磁気圏プラズマの観測	436
11.3.4	木星・土星磁気圏の詳細観測	439
11.3.5	惑星大気観測	440
11.3.6	衛星・小天体の表層熱放射	442
11.3.7	太陽電波観測	444

参考文献	446
著者一覧	449
第 12 章 まとめ	450
第 13 章 謝辞	452

第1章 序章

この章では SKA 計画の全体像について執筆時点 (2020 年 1 月) の最新情報をまとめる。

1.1 概要

建設の計画 SKA (Square Kilometre Array) は世界 13 カ国が資金を拠出する国際共同利用天文台の計画である。国際コミュニティの合意の下で、メートル波電波干渉計 (LOW) とセンチメートル波電波干渉計 (MID) をオーストラリアと南アフリカにそれぞれ建設し、イギリスにある SKA 本部が一体的に運用する。計画は第 1 期 (SKA1) と第 2 期 (SKA2) に分かれる。SKA1 は同じ周波数帯域で現在稼働中の望遠鏡に比べて 10 倍近い感度および空間分解能を達成する望遠鏡を 2021 年から建設し、2028 年頃から本格運用する。SKA1 の建設費は総額 1 千億円強、SKA2 への移行期は未定だが、SKA 計画としては運用 30 年以上を想定している。

目的と価値 SKA が網羅するメートル波・センチ波の電波観測は、これまでに数多くの天文学上の偉大な発見に貢献し、ノーベル賞を複数輩出してきた。SKA1 では宇宙初期の天体形成の解明や重力理論の検証など、この波長でなければ達成できない科学目標に挑む。SKA は情報技術や省エネルギー技術で社会波及効果が見込めるだけでなく、発展途上国の開発や国際交流・協力としての価値も高い計画である。

日本の参加 日本は電波天文学の経験と実績を持つ先進国と高く評価され、SKA 計画への参加協力を期待されている。日本では 2008 年に有志の研究者が Japan SKA Consortium (SKA-JP・日本 SKA 協会) を結成し活動を開始した。研究者の所属機関の数は全国で 40 を超え、支持母体は 500 名規模、うち 100 名程度が実働できる体制にある。科学面では科学白書の出版や世界の SKA 先行機を舞台とした国際協力が進み、技術面では建設の分担項目について国際協力の下で検討が進む。日本は連携国として SKA1 の建設費および運用費の 1% から 3% 程度の貢献を想定する。国内の大学・研究機関そして国立天文台がオールジャパンの体制で役割を分担しながら建設・運用に貢献し、人材育成や人的交流による研究力強化も狙う。そうして日本の研究者に SKA1 を供し、世界最高水準の成果を上げる。建設開始が迫り緊急度も高い。

1.2 学術的な意義

センチ波・メートル波とは SKA が網羅する電波は、周波数分類で言えば超短波 (VHF、30–300 MHz)、極超短波 (UHF、300–3000 MHz)、そしてセンチ波 (SHF、3–30 GHz) である。古くから身近な電磁波として生活に密着しており、現代ではラジオやテレビの放送、携帯電話や無線 LAN などの通信、非接触 IC カード、航空レーダーや誘導装置など、人類の文明になくてはならない存在で

ある。天文学においても、センチ波・メートル波は地球の大気吸収をほとんど受けないため、地上から宇宙を見通すことのできる貴重な電磁波である。1931年のKarl Janskyによる宇宙電波の発見を最初に、1951年に相次いだ中性水素原子21cm輝線の発見、1950年代末の3Cカタログ¹に代表されるクェーサーの発見、1967年のSusan Jocelyn Bellによるパルサーの発見(1974ノーベル物理学賞)、1964年のArno Allan PenziasとRobert Woodrow Wilsonによる宇宙マイクロ波背景放射の発見(1978ノーベル物理学賞)、そして近年は2007年にDuncan Lorimerが発見した瞬発電波バースト(FRB)など、天文学上の偉大な発見に数多く貢献している。またパルサーからの重力波の存在を間接的に示し(1993ノーベル物理学賞)、宇宙ジェットの存在、磁場と高エネルギー粒子の存在、星間レーザーの存在など、宇宙物理学的にも価値のある観測事実をもたらしている。

センチ波・メートル波観測の優位性 この3桁にも及ぶ波長帯の電波を観測する意義は、それでこそ果たせる天文学的使命があるからに他ならない。それは大まかにはつぎの3つに集約される。

- ★ **特定物質を観測できる**：この波長帯では中性水素原子の超微細構造線を観測できる。この輝線や吸収線は宇宙の物質とその分布を探る確立した方法であり、宇宙再電離の早期を直接観測する方法としては事実上唯一の方法である。この波長帯では星間分子雲のトレーサーであるOH分子輝線や、生命に関係するグリシン・アラニンなどの輝線も調べることができる。すなわち、太古に中性だった宇宙が再イオン化する過程を探り、銀河史や化学進化史を描き出し、物質の相転移や星・惑星・生命が作られていく現場に迫っていくことができる。
- ★ **シンクロトロン放射を観測できる**：この波長帯はシンクロトロン放射の観測に有利である。荷電粒子が磁場中で加速されて放たれるこの放射は、ほとんどの活動的・突発的な天体ならびに天体現象に伴うため、パルサー、ブラックホール、銀河、銀河団などの形成史や分布、宇宙論に迫ることができる。天体の距離や軌道を極高精度に測ることができれば、重力波によって生じる時空振動を調べることができ、一般相対論の検証も可能である。現実的にこれができるのは、パルサーの距離と周期を極高精度に測ることが可能なこの帯域に限られる。放射スペクトルからは、宇宙線の基礎物理過程も研究することができる。
- ★ **偏波を観測できる**：この波長帯は偏波の観測にも有利である。シンクロトロン放射と、磁場中を通り抜ける際に生じる直線偏波のファラデー回転を、同時に高精度に観測することができる。さらに、ゼーマン効果によって分離した輝線も円偏波あるいは直線偏波で観測することができる。これらは宇宙空間の磁場を3次的に探ることのできる確立した方法であり、事実上最も有効な方法である。星間、銀河、銀河団の磁場の誕生と成長、降着円盤やジェットのメカニズム、銀河間磁場の宇宙論的な重要性に迫ることができる。磁場と密接に関係する乱流物理や粒子加速過程の検証も可能である。

SKAの科学目標 SKAは汎用望遠鏡として建設され、様々な科学目標に取り組むことが可能と考えられている。その中でも、上記のセンチ波・メートル波のユニークな優位性に加え、21世紀の時代にこの帯域でしか果たせないこと、この帯域が極めて重要な役割を担うこと、さらには他波長研究の重点科学目標との足並みを揃え相補性があることを考慮して、SKA計画ではいくつかの主要な科学目標が掲げられている。例えば望遠鏡のデザイン検討においては、13の最優先科学目標が選ばれているが、より包括的には次の6分野になる。それは

¹3rd Cambridge Catalog of Radio Sources

- ★ 銀河進化と宇宙論 (Galaxy evolution, cosmology and dark energy)
- ★ 重力理論の検証 (Strong-field tests of gravity using pulsars and black holes)
- ★ 宇宙磁場の起源と進化 (The origin and evolution of cosmic magnetism)
- ★ 宇宙の暗黒時代の探査 (Probing the Cosmic Dawn)
- ★ 生命のゆりかご (The Cradle of life)
- ★ 未知の発見 (Flexible design to enable exploration of the unknown)

である。SKA1 では、宇宙再電離と呼ばれる未知で暗黒な時代の後期に、原初の星やブラックホール、そして銀河がどのようにして誕生したかを、高赤方偏移した中性水素原子の輝線や吸収線の観測により明らかにする。パルサーの精密観測からは、人類初のナノヘルツ重力波の検出、その重力波源である巨大ブラックホールの成長史の解明、そして重力理論の検証がなされる。偏波の観測からは、様々な天体の磁場の分布を広域にそして3次元的に初めて測定できるようになり、天体形成研究のボトルネックであった磁場の謎が紐解かれる。輝線の観測では、系外銀河の中性水素量の探査範囲が赤方偏移0.1未満から1程度にまで大幅に拡大し、圧倒的な宇宙の体積中でのさまざまな銀河のガス量の精密測定がなされる。原始惑星系周りではアミノ酸が探査され、検出できなくても、生命誕生の謎のひとつに重大な成果をもたらす。高い汎用性と多モード同時実行性から、マルチメッセンジャーや時間領域天文学でも力を発揮し、さらなる未知の発見につながる可能性がある。地球規模のVLBIにも大きく貢献する。SKAは2020年代に当該の波長帯で唯一の次世代大型望遠鏡である。ゆえに多波長国際望遠鏡網の他に代えがたい一翼を担う。

科学白書（サイエンスブック） 2004年には前述の領域を中心に、SKA計画の最初の科学白書が編纂され出版された²。そして2015年には10年ぶりに改定がなされ、2000ページを超える重厚な科学白書が編纂され出版されるに至っている³。この2015年の国際サイエンスブックについては、本書で各章にて詳しく取り上げる。日本では2015年3月に、本書の第一版が日本の科学者らにより編纂され出版された⁴。本書はその2020年の改訂版にあたる。2016年には日本版サイエンスブックから6領域が英語化を行い、アーカイブに投稿をしている⁵。2017年には宇宙論グループがサイエンスブックの内容を中心としたレビュー論文を日本天文学会欧文研究報告に出版し (Yamauchi et al., 2016, PASJ, 68, R2)、2018年には宇宙磁場グループも同報告に出版した (Akahori et al., 2018, PASJ, 70, R2)。水沢 VLBI 観測所でも科学作業部会が組織され、検討報告書が出版された⁶。VLBI コミュニティでも SKA-VLBI の性能諸元を取りまとめ⁷、科学検討会を実施するなどしている。

科学要求のコンセプト SKA計画の原点は、中性水素原子(HI) 21cm線を1"分解能でマッピングするというHydrogen Array計画である。これは1991年IAUシンポジウムにおいて英国ジョドレルバンク天文台のPeter Williamsによって提案された。その後、センチ波メートル波の様々な可

²Science with the Square Kilometer Array, 2004, New Astronomy Review (Elsevier, Amsterdam), eds. C. Carilli & S. Rawlings

³<http://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/conf.cgi?confid=215>

⁴http://ska-jp.org/ws2015/SKA-JP/talks/SKAJP_Science_Book_2015.pdf

⁵宇宙再電離 (<http://arxiv.org/abs/1603.01961>)、宇宙論 (<http://arxiv.org/abs/1603.01959>)、銀河進化 (<http://arxiv.org/abs/1603.01938>)、宇宙磁場 (<http://arxiv.org/abs/1603.01974>)、位置天文 (<http://arxiv.org/abs/1603.02042>)、パルサー (<http://arxiv.org/abs/1603.01951>)

⁶http://www.miz.nao.ac.jp/vera/system/files/collegium_and_conference/235/attached_658.pdf

⁷<http://www2.nict.go.jp/sts/stmg/vcon/Event/2018/SKA-VLBI/SKA-VLBI-Specification-2018.pdf>

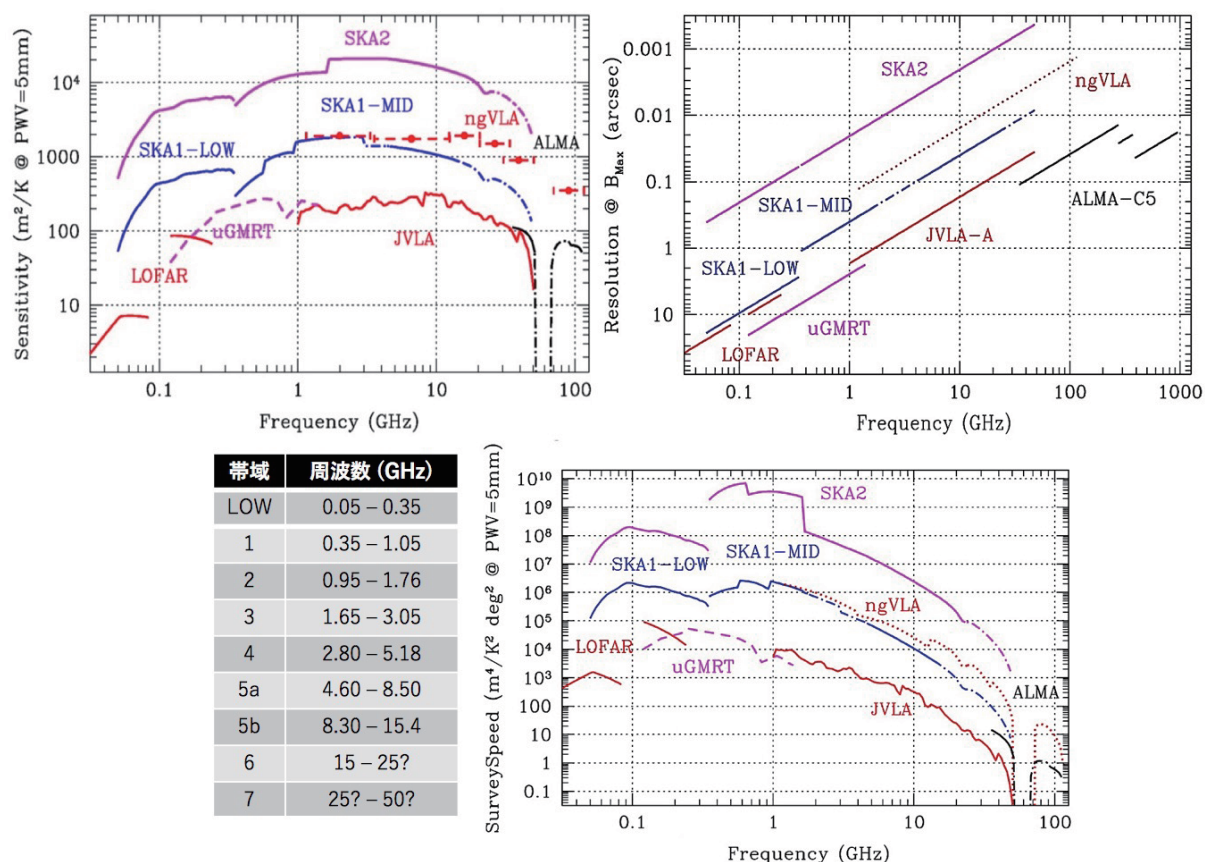


図 1.1: SKA 望遠鏡の感度 (左上)、角度分解能 (右上)、周波数範囲 (左下)、そしてサーベイ能力指数 (右下)。既存の望遠鏡 (LOFAR, uGMRT, JVLA, ALMA)、SKA1 LOW および MID、そして将来の計画 (SKA2 と ngVLA : 2030 年代) と比較してある。SKA 機構講演資料より。

能性が合流しながら、集光面積に焦点をおき Square Kilometre Array (SKA) と呼ばれるようになった。SKA となってからは、上記に挙げた多種の科学目標を達成するためにどのような性能が必要かについて多くの議論がなされた。そして、コンセプトとして次のような性能が必要であると結論付けられた。

- ★ 既存装置として最大級の米国の旧 VLA 対比で 1 桁以上改善された高い感度 (50 倍以上)
- ★ この波長帯でかつてないほど幅広い帯域 (50 MHz – 30 GHz)
- ★ 全天の走査を容易にする広い視野 (GHz 帯で 200 平方度・満月 2000 個分)
- ★ VLA 対比で 1 桁以上改善された高い空間分解能 (短波長側で 0.1 秒角以下)

科学要求 定量的な科学要求の検討を経て、望遠鏡の基本性能とも言える感度と角度分解能の要求は、コンセプトを概ね満たした図 1.1 のようになっている。結果、SKA は、感度に視野の広さを掛け算したサーベイ能力指数において、従来の望遠鏡よりも 100 倍を超える革新的な性能を有する予定である。なおかつアンテナを多数配置することで、空間周波数 (uv 面) の網羅度合いを大

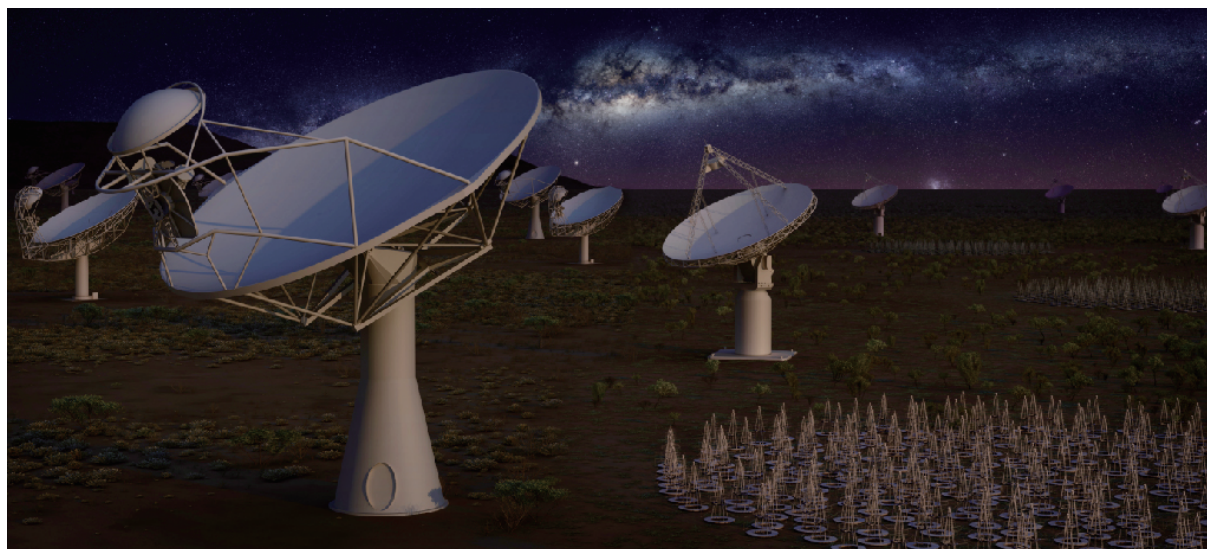


図 1.2: 天の川を探る SKA の構想図。南アフリカとオーストラリアのアンテナ群が合成されてある。

幅に改善し、従来の望遠鏡では決して到達し得ない、超高精細な天体イメージを得ることができる見込みである。観測する周波数はバンドと呼ばれる帯域で分かれていて、ある一つのアンテナである瞬間には一つのバンドしか観測することはできない。低周波数の LOW は一つのバンドで 50 MHz から 350 MHz までを一度にカバーできるが、中周波数の MID ではバンドが図 1.1 のように分かれている。ここで、SKA1-MID は当初はバンド 1, 2, 5a, 5b だけが搭載され、3 と 4 は追加予算が付けば搭載される。またバンド 6 と 7 はまだ検討段階にある。

1.3 国内外の動向と当該研究計画の位置づけ

要求の実現にむけて 前述の科学要求を達成するためには、アンテナの総有効面積が 1 平方キロメートル程度、最大基線長が数 1000 km という巨大な観測局群が必要であった。またこのような観測局群からの出力される膨大なデータの解析のためには、エクサフlops性能⁸のスーパーコンピュータを設置したデータセンター、またデータの送受信や電力を供給する広大なネットワークが必要である。このような規模の装置を一国で達成することは困難であるため、国際協力で達成を目指すことにした。低周波用と高周波用の 2 種類のアンテナを建設することに決め、建設地は広大な平地が確保できかつ電波障害の最も少ない南アフリカとオーストラリアに分散して建設することに決めた。そして工期は第 1 期 (SKA1) と第 2 期 (SKA2) とに分け、SKA1 は最終構成の 10% を建設し、残り 90% は SKA1 の完成後に建設することに決めた。これが SKA 計画の概要である。図 1.2 には、天の川を探る SKA の想像図を SKA のホームページより引用する。

計画の国際的なあゆみ 当該の波長帯で世界唯一かつ最高性能の電波望遠鏡を建設する構想は、1990 年頃にボトムアップ的に生まれた。前述した 1991 年 IAU シンポジウムの Hydrogen Array 構想から始まり、1993 年には URSI にて検討部会が発足、1997 年には技術検討の事業が開始された。2000 年には 11 カ国が参加した SKA 科学技術委員会が発足し、2004 年の科学白書の出版を経

⁸2012 年に世界最速のスーパーコンピューターであった京の 100 倍の性能



図 1.3: SKA Precursors と Pathfinders の一覧。SKA 本部の講堂の入り口の広間の壁に掲示されている。VERA の写真も見ることができる。

て、2007年にはSKA国際準備オフィスが設置された。そして2012年に建設地の決定、翌2013年には現在のSKA機構が発足し、最初の基本設計(Baseline Design)が取りまとめられると共に、SKA理事会によってSKA1の建設費が691 Mユーロ(2017年レート)と決定された。建設予算に落とし込むために、2015年までに基本設計の修正(Re-baseline)を科学的影響の観点から議論され、SKA-SURと呼ばれていたタイプの望遠鏡は中止となった。同2015年には科学白書が更新され、また概念設計審査(Preliminary Design Review, PDR)が行われた。その結果の対応と設計のさらなる洗練を進め、2018年には要素の詳細設計審査(Critical Design Review, CDR)が進み、そして2019年末、最後のシステム詳細設計審査が行われ合格した。これにさかのぼり、2019年3月にはSKA天文台条約が調印され、各国の批准を経て、SKA機構は政府間機構SKA天文台となる見込みである。これにより天文台の安定的運用を確かにする。

SKAの先行機 この20年間、世界各国はSKAの先行機を建設し、準備研究で科学的成果を得つつ、その装置の技術開発を通じて実績を積み上げてきた。先行機のうちSKAの建設地にあるものはPrecursorと呼ばれ、オーストラリアにはLOWのPrecursorのMWAとMIDのPrecursorのASKAP、南アフリカにはLOWのPrecursorのHERAとMIDのPrecursorのMeerKATがそれぞれある。先行機のうちSKAの建設地にないものはPathfinderと呼ばれ、17の望遠鏡が認定されている⁹。日本のVERA望遠鏡も2018年7月にPathfinderに認定されている。図1.3にはSKAの先行機の一覧を示す。

計画の日本でのあゆみ 日本は、2000年代からSKA科学技術委員会やSKA理事会に、国立天文台水沢VLBI観測所の代表者がオブザーバーとして参加を続けてきた。2008年5月に、観測家だけ

⁹<https://www.skatelescope.org/precursors-pathfinders-design-studies/>

でなく多くの理論家の有志によって日本 SKA 協会が発足し、東アジア SKA 科学会議の開催 (2011, 2013, 2019)、科学白書の出版 (2015, 2020)、学会特別セッションの開催 (日本天文学会 2015, 日本物理学会 2017)、MWA プロジェクトへのメンバー参加 (2016 から)、そして数多くの国内での研究会を開催してきている。宇宙電波懇談会や VLBI 懇談会ではシンポジウムにてたびたび SKA に関する議論・検討を行なっている。2019 年春に日本 SKA 協会を対象に行った調査では、11 年間に出版した関連論文は 288 編、獲得した競争的資金は 2 億 5920 万円、輩出した学生は博士 17 名、修士 96 名である。2012 年から 2014 年にかけては、日本学術振興会の「頭脳循環を加速する若手研究者戦略的海外派遣プログラム」を活用し、鹿児島大学教員がイギリス・オーストラリアに長期に滞在し連携を深めた。また「海外特別研究員」として 2 名がオーストラリアに滞在して SKA 先行機に直接貢献をしたり、複数の「2 国間交流事業」により SKA 関係国との人的交流を促進してきた。2015 年から 2017 年にかけては、国立天文台「大学支援経費」の支援のもとで、鹿児島大学・熊本大学・名古屋大学の研究者が SKA 本部および SKA 関係国に長期に滞在し、情報収集を加速したり、日本独自の科学事例の創出を果たした。2017 年 10 月には、コミュニティの要望に答えるため、水沢 VLBI 観測所が新部門 (計画部門) を立ち上げ、SKA 推進室の設置に向けて準備を開始し、プロジェクト申請を行った。そして 2019 年 4 月より、SKA 計画のプロジェクト化の可否を検討するために、水沢 VLBI 観測所の下に SKA1 検討グループが発足し、予算措置された上で参加のための海外調査等を加速している。

計画の日本での位置づけ 日本では、理論系研究者が牽引する日本 SKA 協会と観測・技術系研究者が集まる VLBI 懇談会が、SKA を重要な将来計画と位置づけている。そして電波天文コミュニティの宇宙電波懇談会が SKA を日本学術会議のマスタープラン 2020 に強く推薦している。SKA 協会では、宇宙再電離と宇宙磁場の研究が国際会議を招致するほど成熟しており、SKA 先行機の研究では具体的にソフトウェア開発でメンバーに加わり存在感を示している。宇宙論と宇宙磁場の研究グループは査読誌にレビュー論文を出版するまでに至っており、世界のトップレベルにある。2019 年に日本 SKA 協会を対象にアンケート調査を行ったところ、SKA で日本が注視すべき研究トピックとして宇宙再電離・宇宙論・宇宙磁場の 3 領域は 40% 以上の支持を得た (複数回答可)。SKA はこれらの日本の研究者が得意とする研究を飛躍的に発展させ、そして日本の研究プレゼンスを高めることのできる重要な計画である。同じアンケートでは、VLBI にも 30% の支持が集まった。VLBI 懇談会では、VLBI のサイエンス、特にこれまでに国内の望遠鏡を使って推進してきた星形成・進化領域、天の川銀河、AGN、そして突発天体の研究を質的あるいは量的に発展させることのできる計画として SKA は位置づけられている。また技術面でも、新世代の VLBI システム開発の舞台、そして広帯域受信システムの開発の舞台に位置づけられている。

日本の建設への貢献 日本は以下のいくつかの分野で SKA1 の建設に貢献する準備を進めている。

- ★ **組立統合検証 (AIV) への人的貢献**：日本には望遠鏡の建設・運用のノウハウがあり、豪州からも南アからも日本の貢献が期待されている。SKA1 検討グループは既に両サイトの当事者との連携を進めており、豪州の LOW については詳細設計審査にも参画した実績がある。AIV に貢献する場合、適切な検査手順を策定し、少なくない数の日本人技術者が現地に長期滞在して、組み立てたアレイが要求通りに動作するように性能出しをすることが求められる。性能が出なければ SKA の価値は大幅に下がってしまうので、日本の役割は SKA 計画にとって極めて重要となるだろう。成功した際には国際的に高い評価を得るだろう。

- ★ **VLBIのシステム開発**：SKAをVLBIの1局として活用する計画は、科学コミュニティから希望されているが、まだSKA1のデザインに完全に盛り込まれていない。SKA Observatory Development Program (SODP)の予算を使い、この機能強化を図る。この開発には、信号記録装置開発、TANGO制御系ソフト開発、そしてプロトタイプを使った国内あるいは現地での実証試験などの項目が含まれる。本件は欧州をリードするJIVEや米国などとグローバルVLBI時代を睨んだ国際標準の観点からも議論が進められると期待され、アジアをリードする日本の参加はアジアのVLBIの将来にとっても重要な位置づけにある。SKA1検討グループは、既に複数回、関係者との具体的な議論を進めているところである。
- **高周波受信機 (Band 6/7) と冷却系の開発や調達**：日本で実績のある22GHz帯を網羅する。SKA 1の段階からVERA望遠鏡で実績のある水メーザーの観測、野辺山45m望遠鏡で実績のあるアンモニアの観測、そしてALMA望遠鏡で見えてきた高分子の観測を可能にする貢献になるだろう。SKA1検討グループでは概念検討を行い、ASPFR (advanced single pixel feed receiver)の会合にて紹介をしているが、その仕様や国際的な分担についてはまだ検討中である。今後、競争的資金を使った技術実証や、人材の確保、量産の体制をどうするかを明確化など、詰める必要もある。
- **MIDのデジタル信号処理装置の製造**：当初スウェーデンが担当を予定していたが変更になった。日本ではデジタル信号処理装置を国立天文台と民間企業が協働で開発してきた実績があり、引き受けることは十分可能と考えられる。
- **ソフトウェアの開発**：日本からは、宇宙再電離の研究で使われる較正・解析のツール、宇宙磁場の研究で使われるファラデーモグラフィのツール、宇宙論や銀河進化の研究で使われる光源検出・分類のツール、そして突発現象を検出・解析するツールの開発で貢献できる可能性があるだろう。また分野を問わず、On-the-flyマッピングのプログラム開発もあるだろう。これらのソフト分野の貢献は、一部はSKA天文台が責任を負うScience Data Processor (SDP)、一部は各国が責任を負うSKA Regional Centre (SRC)への貢献となる見込みであるが、国際的な枠組みの中で分担を請け負う手続きが必要である。SKA1検討グループは、中国・上海のSRC関係者と連携を深めており、そのルートでのSRCへの貢献が具体的に考えられるだろう。ただし、以上の技術貢献は欧州各国も狙うところであり、参加が遅れる場合その機会を逸する可能性が高い。建設開始も迫り緊急性がある。

1.4 実施機関と実施体制

SKAの参加国と運営 SKA計画は、英国の非営利法人であるSKA機構が運営し、意思決定はSKA理事会が行っている。英国、豪州、南アフリカが、ホスト3カ国としてリードし、オランダ、インド、イタリア、スウェーデン、ニュージーランド、カナダ、中国、スペイン、フランス、ドイツを合わせた13カ国が理事国である。SKA機構はさらなる安定統治のために、欧州南天天文台(ESO)や欧州原子核研究機構(CERN)のような政府間機構SKA天文台(SKAO)に移行予定であり、まず英国、豪州、南アフリカから7カ国により2019年3月12日にSKA条約が調印された。各国での条約批准手続きも進んでおり、2020年中に発効する見込みである。SKA天文台への参加(SKA条約への調印)国は順次増える予定であり、ニュージーランドを除いてポルトガルを加えた13カ国が何らかの形でSKA天文台に参加するであろう。SKA本部には2019年9月時点で100名程度の職

員が科学・設計・運用計画などの部門に組織化されて働いており、彼らはSKA天文台職員にそのまま移行する。建設期にはSKA本部に140名から170名、各サイトにそれぞれ20名から140名程度の職員を配する予定となっている。運用期にはSKA本部に143名、各サイトに112名で総勢367名の組織となる。

日本のSKAへの参加 SKA天文台には、さらに日本や韓国、スイスなども参加に興味を示している。日本はSKA条約には加わらない参加(連携国)を想定している。我が国の学術政策そして予算規模を鑑み、少なくともSKA1において条約への批准は難しいと予想されるからである。この日本の参加方法の意思はSKA理事会に都度説明し一定の理解が得られている。事実、連携国の枠組みはSKA条約に明文化されている。しかし、具体的な義務と権利などはこれから交渉していかねばならない。建設準備期の現在は国立天文台SKA1検討グループが本務3名、併任3名の体制にあるが、建設期には30名程度となり、大学・研究機関そして国立天文台に分散する。SKA天文台にも出向等により人員を配置することで、プレゼンスを示したい考えである。必要となる人材は天文台・大学・研究機関から集め、また育成もする。結果として人的交流を促進し、競争力の強化と若手研究者の育成につなげたい考えである。

SKAの3+1のポリシー SKA天文台の共同利用体制においては、次の3つの基本的なSKAポリシーが関係する。ただしこれらのポリシーはまだSKA天文台として完全に明文化され決定されたものではなく、詳細はこれから議論が進むものである。

1. SKA天文台条約には国家単位または国際機関のみが参加することができる。研究者個人や個別の研究機関の参加は原則として認められない。
2. SKAの建設への投資に対して、公平な見返りとして望遠鏡へのアクセスを与える。望遠鏡の共同利用においては、獲得できる観測時間か、あるいは採択される観測提案代表者の数などで管理される。
3. 観測時間の9割以上は出資した国に割り当て、そのうち7割程度は大規模サーベイ、残りは個別観測に充てる。

一方で、SKAには全観測データはある時期をもって全世界に一般公開するというポリシーも定められている。その時期は、観測データが観測提案者がアクセスできるようになってから1-2年程度と考えられつつある。しかし、この公開を待ってからデータにアクセスしていたら、国際的な競争力を得られないことは明確である¹⁰。ゆえに日本SKA協会としては、国家代表機関として国立天文台が計画に参加することで望遠鏡の主要観測時間へのアクセスをコミュニティに供することを期待しており、その機会によって世界最先端研究の推進力を獲得することを目指している。

共同利用計画 SKAは国際共同利用天文台になる予定であり、共同利用の流れは近代的な大型国際望遠鏡に準拠する予定である。共同利用の実施のために、SKA天文台に専門のスタッフが配置され、さらに各地域にはユーザーをサポートする機関とスタッフが配置されるであろう。後者は各地域の機関が設置する予定のSRCがその役を担うと考えられており、日本でもどのようなSRCを設置することが日本のユーザーの科学研究を支援できるか、SKA1検討グループ内に作業部会を設置して検討が始まっている。以下が、想定されている共同利用の流れである。

¹⁰アーカイブデータから生産されるユニークな研究もあることは事実であるが、やはり当初から実現したいと希求してきた王道の科学目標は、競争的な観測提案によって達成される可能性は高い。

1. 観測提案の準備を始める。次のシーズンで供される観測モードや観測仕様の情報がユーザーに提供され、観測提案の受付方法が説明される。大規模サーベイを提案する Key Science Project (KSP) のチーム内では、サーベイの実施について議論が行われるであろう。従来にはない SKA の特徴として、マルチモード観測能力をどれだけ活かした提案とできるかの腕が問われるかもしれない。
2. 観測提案をする。個別の観測提案と大規模サーベイ提案からなるであろう。提案に必要な感度計算機やポータルサイトが SKAO から提供される。従来にはない SKA の特徴として、観測提案の時点で、得られる見込みのデータがどのくらいのサイズで、それを解析するのにどのくらいの演算量とストレージを必要とするかという情報も求められるであろう。
3. 提案が審査される。ピア・レビューによる研究者相互の採点を観測提案に行い、採点を踏まえて時間割当委員会 (Time Allocation Committee, TAC) が審議し提案、SKA 天文台長が最終決定する。TAC の構成員は SKA 天文台参加国から選ばれと想定される。審査では、科学的意義、技術的実現性といった従来の評価観点だけでなく、それが現実的に解析でき記録できるかという観点も加わると見込まれている。
4. 提案が採択される。実施に向けてさらに必要な情報 (いわゆる Schedule Block) を準備し、SKA 天文台に提出することになるだろう。
5. 観測が実施される。観測提案者が直接運用はせず、SKA 天文台の専属スタッフが遠隔運用する。観測日時や順番は観測条件や運用率を最大化するように機械的に最適化されるであろう。
6. データが整約される。多くのユーザーにとって共通なデータ解析は天文台側が実施し、質を保証する予定である。データをどのようなツールを使ってどのように、そしてどこまで解析するかについて、まだ具体的な検討は進んでいない。
7. データが届けられる。ユーザーは地域データセンター (SRC) から観測したデータにアクセスできる。SRC にてユーザーの科学目標ごとに実行内容が異なるようなデータの解析をすることができるようになる見込みである。それはたとえば、長時間の積分データ (深探査や広域マッピング) を足し合わせるような結像や、発展的な較正作業が含まれる。

ストレージコストが膨大になるため、高周波数分解・高時間分解されている観測一次データは、人工電波の除去や較正を行った後に削除し、代わりに研究に必要な程度に周波数・時間方向に平均化された非可逆の圧縮データが提供・保存される。ただし、突発現象など特別に必要な場合には、短時間ながら生データを残すこともできる見込みである。

1.5 計画の妥当性

建設地 SKA は数 100km に渡って大量のアンテナを設置することが前提となっていたため、広い範囲に渡って平坦で視界の良好な平地が検討された。そして SKA は人間社会で広く使われている周波数の電波を観測するため、その人工電波の影響が極力少ない人口過疎地が検討された。2012 年までにサイト候補地の搜索と環境アセスメントが進められ、検討の結果、オーストラリアのマーチソンと南アフリカのカラーが選ばれた。その調査資料および検討資料は、SKA 本部のホームページで全世界に公開され、透明性を担保している。これだけの広大な土地を使うにあたっては、地

元の権利者や関係者、国民の理解と合意が不可欠であるが、SKA 計画は当初よりそのことに真摯に対応をしてきている。幸い、建設に際して地元とは経済的・環境的・文化的側面も含めた理解と合意がある。

WS / Origin	Description	LOW / MID / COMMON	Science Implication	Science Impact
2.1	Replace MID power cables with PV (Farm from 5farm)	MID		1
1.1	Replace LOW power cables outside core with local PV	LOW		1
1.2	Replace LOW buried fibre with poles	LOW	Fibre performance needs careful assessment	1
1.2	Move offices from shielded CPF	LOW		1
8	SDP-HPC: Deploy 209 Pflops (rather than 260 Pflops)	COMMON	Lower allowed duty cycle for HPC-intensive observations.	2
8	SDP-HPC: Deploy 160 Pflops (from 209 Pflops)	COMMON	Lower allowed duty cycle for HPC-intensive observations.	2
8	SDP-HPC: Deploy 100 Pflops (from 160 Pflops)	COMMON	Lower allowed duty cycle for HPC-intensive observations.	2
5.25.2	Reduce PSS-MID: B, 500 nodes to 375 nodes	MID	Likely reduction in processed PSS beam number (1.3x) or pulsar search parameter space	2
5.25.2	Reduce PSS-LOW: B, 167 nodes to 125 nodes	LOW	Likely reduction in processed PSS beam number (1.3x) or pulsar search parameter space	2
5.25.3	Reduce Bmax MID from 150 to 120 km: Case A, remove 3 dishes, but keep infra to 150km	MID	Reduction of maximum achievable resolution by 50%, although can be partially recovered with data weighting and longer integration times.	3
5.24.1	Reduce Bmax MID from 150 to 120 km: Case C, remove infra	MID	As above, but more difficult to reinstate	3
5.5.1	Reduce MID Band 1 feeds: from 130 to 67	MID	Placement to be determined based on full community consultation.	3
5.5.2	Reduce MID Band 5 feeds: A, from 130 to 67	MID	Placement to be determined based on full community consultation.	3
8	SDP-HPC: Deploy 50 Pflops (from 100 Pflops)	COMMON	Lower allowed duty cycle for HPC-intensive observations.	3
19	Reduce LOW station number to 470 from 512 (5 per clump from 6 outside Core)	LOW	10% Array sensitivity loss at large Bmax	3
19	Reduce LOW station number to 427 from 470 (5/6 in Core)	LOW	10% Array sensitivity loss in Core	3
5.20.0	Reduce Bmax LOW to 50km: A, remove infra, move 18 stations to core	LOW	Science Risk to EoR: Bmax.	3
5.20.0	Reduce Bmax LOW to 50km: B, remove 18 stations (to 409)	LOW	Science Risk to EoR: Bmax	3
5.5.1	Remove MID Band 1 feeds: from 67 to 0	MID	Loss Science (Cosmology, Galaxy Evolution)	4
5.5.2	Remove MID Band 5 feeds: B, from 67 to 0	MID	Loss Science (Planetary disks, Star Formation)	4
5.30a	Reduce Bmax LOW to 40km: C, remove next 18 stations (to 391)	LOW	High Science Risk to EoR: Bmax	4
5.24	Remove 11 MID Dishes from core (to 119)	MID	10% Array sensitivity loss in core	4
5.30	Remove 54 LOW stations from core (to 337)	LOW	10% Array sensitivity loss in core	4
5.24	Remove additional 11 MID Dishes from core (to 108)	MID	10% Array sensitivity loss in core	4
5.30	Remove additional 54 LOW stations from core (to 283)	LOW	10% Array sensitivity loss in core	4
5.24.2	Reduce Bmax MID from 120 to 100 km: D, remove infra, remove next 3 dishes (to 105)	MID	Loss Science (Planetary disks, High resolution Star Formation)	4
SCP1900.17	Replace SKA1A.1 with EDA antenna (in 283 stations)	LOW	60% sensitivity loss <100MHz & > 200MHz (Pulsar Search, Cosmic Dawn,...)	4

表 1.1: コスト削減のはしご。SWG アップデート報告 2020 年 1 月より (R. Braun)。

表 1.2: 基本設計 A と調達設計 B

建設項目	A	B
SKA1 MID		
アンテナ数	133	130
最大基線長 (km)	150	120
Band1 受信機数	133	67
Band2 受信機数	133	130
Band5 受信機数	133	67
パルサー探査装置数	500	375
SKA1 LOW		
局数	512	409
最大基線長 (km)	65	50
パルサー探査装置数	167	125
共通項目		
計算機 (PFLOPs)	260	50

設計工程 SKA はこれまでの世界的な学術大型施設の設計工程の経験と反省を踏まえたプロジェクトマネジメントが実施されている。概念検討、基本設計に始まり、PDR、CDR というレビュープロセスを経て、設計ならびに建設の承認に進もうとしている。SKA1 では、基本設計 A (Design Baseline) の見積り (761M ユーロ¹¹) が当初 10 カ国の建設予算 (691M ユーロ) を上回っている状態が続いている。そこでこの予算案に落とし込むために何を妥協しなければならないかを検討し、調達設計 B (Deployment Baseline) を作成している。表 1.1 は、そのコスト削減項目の順位をまとめている。上の削減案から順に受け入れていき、予算に収まるまでコストを削減する計画である。より下まで削るほど科学的なインパクトが大きくなる。表 1.2 には、最悪のシナリオとしてインパクト 3 まですべて削減した場合の、調達設計 B を基本設計 A と比較する。経費の圧縮や追加予算の獲得により、なんとかインパクト 2 までに抑えたいところである。実際、当初 10 カ国に加えて、日仏独西が追加で参加し資金拠出をすることで、基本設計 A の実現の可能性は高く、また SKA 評議会準備委員会も基本設計 A を堅持するべきであると提言している。

SKA1 の所要経費 SKA1 の総建設費は 1106M ユーロ程度である。内訳は、24%の予備費を含めた建設費 940M ユーロ (直接経費) に、関連する建設サポート費用 (間接経費) として 19%の予備費を含めた 166M ユーロである。SKA1 の将来の解体費用もこの中から積み立てる。実体の建設費の内訳は、インフラ、LOW アンテナ群、MID アンテナ群、中央信号処理施設、科学データ処理施設にそれぞれ 200M ユーロ前後である。これに加えて、2021 からの 10 年間の望遠鏡の運用

¹¹ 実体はこれに 24%の不確定予備費が上乗せされた 940M ユーロ。理事会 31 の報告による。2017 年為替レート。



図 1.4: SKA1 の今後のスケジュール。

費 340M ユーロと本部の運営費 (Business Enabling Functions) に 200M ユーロ程度を加えて、今後 10 年間で 1.7B ユーロ程度の予算が必要とされている。これらとは別に、SKA1 に組み込む予定の MeerKAT の建設には、すでに 200M ユーロ程度を投入済みである。SKA1 の運用費は総建設費の約 10%にあたる 90M ユーロ程度と推定されている。資金余力の範囲内で、SKA2 に向けた技術開発のための経費も積算される見通しである。

日本の SKA1 での所要経費 日本は、SKA1 の建設費に上積みし、総建設費の 1-3%(約 17-51 億円) の貢献を想定する。さらに SRC の費用にも総費用の 3%前後の約 7 億円を見込んで、合計約 25-60 億円を建設費と見込む。運用費は建設費の 10%に相当する年間約 2.5-6 億円を想定する。その内訳は、SKA 天文台への参加費、保守費、人件費などである。SKA1 の運用終了時期は未定であり、SKA2 の建設費および運用費は SKA1 の実績を踏まえて検討中であるが、SKA1 の予算規模で 30 年間の参加を想定すると、日本の総経費は、SKA1 の建設費約 25-60 億円と 30 年間の SKA1 の運用費約 75-180 億円を合わせた、約 90-240 億円である。

1.6 年次計画

建設スケジュール SKA 計画は 2020 年 1 月時点でいくつかの処理事項が残るものの、各要素ならびにシステムの詳細設計審査が終了し、いよいよ建設承認まであと少しの段階にきている。SKA 条約に調印した国の条約の批准と設計の承認を経て、SKA 1 の建設の開始は 2021 年 1 月を予定する。その後、LOW と MID それぞれのアレイは、Array Assembly (AA) 0.5、AA1、AA2、AA3、そして AA4 と 5 段階に分けて統合・試験し、部分共用を開始するのが 2024 年頃とみられる。ただし、部分共用 (初期科学運用) は建設スケジュールに影響を与える可能性があるため、プロジェクトを着実に遂行したい SKA 機構には慎重な意見もある。順調に建設が進めば、全 SKA1 を使った条件付き供与が 2028 年頃、そして本格的なサーベイ観測が 2029 年頃を予定する。当初の大型サーベイは 5 年間程度を想定しているため、SKA1 が終了するのは 2033 年以降となるだろう。それまでに SKA2 の建設が進み、SKA1 は SKA2 へと移行する予定である。SKA2 への移行も含めて、SKA 計画は 30 年以上の運用を想定する。

日本の参加スケジュール 海外主導のこのような背景の下、日本は 2019 年度から 3 年間、国立天文台 SKA1 検討グループが国立天文台の運営費および競争的資金によって、SKA 機構との参加交渉、科学事例検討、建設への本格的貢献に向けた準備活動を進める。2022 年度当初を目標に予算措置を伴い SKA1 建設に連携国として参加し、プロジェクトも 30 名程度の体制の建設段階へと移行する。建設段階では大学研究機関とも役割を分担する予定である。2028 年度頃より SKA1 の運用フェイズへと移行し、観測装置の保守、ソフトの更新、SRC の運用と保守、ユーザー支援、そして評議会出席などの国際運営、などを担う。コミュニティが参加を支持する限り、日本も SKA2 に

参加する。プロジェクトも SKA1 から SKA2 へと人員等の資源の転換をなめらかに行って、SKA1 のプロジェクトを終了するであろう。

1.7 学術政策と社会的価値

日本学術会議マスタープラン この章の最後に、少しだけ学術政策についても触れておく。日本学術会議は内閣総理大臣の所轄の下、学術界から選ばれた専門家で構成された、政府から独立した諮問機関である。政府に対して広く学術に関する政策提言を行ったり、科学の役割についての世論啓発などを行っている。日本学術会議は、学術全般を展望・体系化しつつ、各学術分野が必要とする大型研究計画を網羅するとともに、我が国の大型計画のありかたについて、一定の指針を与えることを目的に、「学術の大型施設計画・大規模研究計画に関するマスタープラン」を策定している¹²。近年の日本における天文学・物理学の大型計画の実現は、基本的にこのマスタープランへの掲載が前提になっている。マスタープランは 2010 年に始まり、2011 年(小改訂)、2014 年、2017 年、と 3 年ごとに改訂され、2020 年に最新のプランが示されている。マスタープランに掲載された天文学・宇宙物理学(学術領域番号 23-3)に関する大型計画は、学術大型研究計画の区分 II(実施中)に 2 件(XRISM, CTA)と区分 I(企画)に 15 件ある。さらに区分 I の中から、重要性・緊急性などに鑑みて、4 件(ALMA2, KAGRA, すばる 2, LiteBIRD)が重点大型計画に選ばれている。SKA は 2010, 2011, 2014 のマスタープランにて重点大型計画に選定されたが、2017 は国内における計画の見直しを図るために応募しなかった。2020 では具体的に SKA1 として内容を精査した上で応募した。2020 では重点大型計画は実質の所、実施中の計画だけに絞られたため、SKA1 はマスタープランに掲載されるも重点大型計画にはならなかったが、重点大型計画選定のヒアリング対象にはなった。

文部科学省ロードマップ 文部科学省は、広く学術研究の大型プロジェクトを推進するにあたり、広範な研究分野コミュニティに意向を踏まえながら、透明性や公平性・公正性を確保しつつ、各計画の優先度明らかにするために、学術研究の大型プロジェクトの推進に関する基本構想(ロードマップ)を策定している¹³。ロードマップは、学術研究の大型プロジェクトを推進する上で一定の優先度を評価するものであり、事実、ロードマップに掲載された大型計画はその後予算化される傾向にあるが、直ちに予算措置を保障するものではないとある。ロードマップに掲載された計画に対する国の支援については、大規模学術フロンティア促進事業による支援について一定の優先度を認めるものの、そのみに限定するものではないとする。ロードマップ 2020 の審査実施要領では、審査対象はマスタープラン 2020 の重点大型計画に選定された計画を基本としつつ、重点大型計画ヒアリングの対象となった計画のうち特段に優れた計画があれば対象とするとしている。SKA1 もロードマップ選定の申請に応募することを検討している。

持続可能な開発目標(SDGs) 持続可能な開発目標(SDGs)¹⁴とは、2015年9月の国連サミットで採択された「持続可能な開発のための 2030 アジェンダ」にて記載された 2030 年までに持続可能でよりよい世界を目指す国際目標である。SDGs は発展途上国のみならず、先進国自身が取り組む普遍的なものであり、日本としても積極的に取り組んでいる。日本学術会議がマスタープランを

¹²<http://www.scj.go.jp/ja/info/kohyo/kohyo-24-t286-1.html>

¹³https://www.mext.go.jp/b_menu/shingi/gijyutu/gijyutu4/021/1412963_00001.htm

¹⁴<https://www.mofa.go.jp/mofaj/gaiko/oda/sdgs/about/index.html>

選定するにあたって、その大型計画が社会にどのように還元されるのか、SDGsの観点から回答を求めている。SKA計画は、SDGsに以下の分野で貢献するだろう。

4. 質の高い教育 宇宙最初の星やブラックホールの観測、重力や磁場の物理法則の探求、そして宇宙生命への挑戦は、国民の高い注目を集めて理解も得られるだろう。STEM教育と天文学の親和性は高く、宇宙は子供から大人まで一生涯の好奇心の泉である。高等教育においては、当然ながら新しい観測データが人類の知見を深め、建設から計画に関わることで装置開発の知的価値も得ることができる。
7. 近代的エネルギーへのアクセス 遠隔地を含めた大陸に広がる望遠鏡を実現するには、高信頼性・高耐久性の技術や省エネルギー環境技術が欠かせないため、それらの振興に貢献する。さらに、人を介さないで済むAI技術やロボット技術の応用も期待される。
9. 産業と技術革新の基盤 当該の電波周波数は地上デジタル放送や携帯電話など広く通信インフラに使われており、情報通信技術の振興に貢献する。SKAのビッグデータを活用するための超高速計算技術、データ転送技術、そしてデータ保存技術の開発と実用化の両面で経済的・産業的な価値も高い。
10. 人や国の不公平をなくす アフリカでは国際友好の下で社会インフラ整備に資する。国際天文学連合も「開発のためのツールとしての天文学」を展開しているところである。
17. パートナーシップ 世界13カ国が参加する国際的な大型計画に参加することは、世界で羽ばたく国際性のある若手研究者を育成し、国際交流・協力にも貢献する。



図 1.5: SKA の社会的価値は学術だけにとどまらない。

第2章 宇宙再電離

2.1 宇宙再電離研究の現状

インフレーションに始まり、ビッグバン元素合成を経て高温、高密度でプラズマ状態だった宇宙は $z \sim 1100$ の頃、自由電子が陽子に捉えられ、中性水素が形成された(再結合)。これ以降、 $z \sim 30$ までは天体の存在しない時代(暗黒時代)が続いていたが、 $z \sim 30$ で初代天体の形成が始まり(cosmic dawn : CD)、階層的構造形成により銀河、銀河団と大規模な構造が形成が進み、現在の宇宙へと至る。この構造形成の過程の $z \sim 15$ で、再電離期(Epoch of Reionization : EoR)と呼ばれる時代が始まると考えられている。これは、再結合期以後、中性状態で存在していた水素が、星や銀河からの紫外線(UV)やX線によって電離を引き起こされる現象であり、現在の観測では、再電離期は $z \sim 6$ まで続いたと考えられている(Fan et al., 2006)。現在では再電離は完了しており、銀河内などを除いては、宇宙の大部分が電離した状態にある。この章では主に、宇宙で最初の構造形成の時代から再電離が完了するまでの期間($6 \lesssim z \lesssim 30$)に注目する。

EoRを観測的に研究する方法は、宇宙原初の天体からの信号を観測するか、あるいは銀河間物質からの信号を観測するかに大別される。大型天文計画では、前者はALMAやSubaru、JWSTやTMTが掲げるキーサイエンスであり、後者はSKAだけがキーサイエンスに掲げる。両者のアプローチは相補的であるが、JWSTの深宇宙探査でも赤方偏移14程度の星形成銀河までしか見通せず、運良く重力レンズ効果で増光されても赤方偏移20が限界とされている。ゆえにそれよりも遠方の宇宙での天体形成と進化は、少なくとも2020年台から30年代では低周波電波でしか果たせないだろう。

2.1.1 宇宙の歴史

再結合以前の宇宙は、高温、高密度なプラズマ状態となっていたが、宇宙膨張に伴い宇宙の温度は冷えて、陽子と電子が結合し中性水素を作り始めた。これにより、プラズマ中での散乱によりまっすぐ進む事のできなかった光子は、我々のもとまで届くようになり、今日、宇宙マイクロ波背景放射(CMB)として観測されている。この現象を宇宙晴れ上がりと呼び、初代天体が形成されるはじめるまでの宇宙が中性水素で満たされている時期を暗黒時代と呼ぶ。

現在の標準宇宙論の枠組みでは、インフレーション時に作られた密度揺らぎが時間発展し、密度揺らぎの大きい箇所がダークマターが重力収縮し、低質量($10^5\text{--}10^6 M_\odot$)ミニハローを形成したと考えられている。このミニハロー内で水素分子が形成され、水素分子冷却によって冷えたガスが重力収縮を続けることで、初代星を形成することがシミュレーションで示されている(Yoshida et al., 2006)。近年では、輻射フィードバックを考慮した初代星形成の輻射流体シミュレーションもなされ、初代星質量の決定には、輻射フィードバックが重要であること(Hosokawa et al., 2011)、ミニハロー内部のガスの特徴(質量、角運動量、質量降着率)に応じて、 $10\text{--}1000 M_\odot$ の幅広い初代星質量が実現される事が示されている(Hirano et al., 2014)。これら初代星が発する輻射により暗黒

時代は終焉する。この後、階層的構造形成によりミニハローが合体成長することでより質量の大きな初代銀河が形成されると考えられる。

最近の観測によると、 $z = 7.085$ で質量 $\sim 2 \times 10^9 M_\odot$ の超巨大ブラックホールが存在した事が示唆されており (Mortlock et al., 2011)、初代星や初代銀河の形成と並行して、超巨大ブラックホールの形成も進んだと考えられる。 $z = 7.085$ の段階でこれほど大質量にブラックホールを成長させる過程は未だ不明であり、様々なシナリオが考えられている。

初代星や初代銀河からは、中性水素を電離させるのに必要な 13.6eV よりも大きなエネルギーを持った放射に放射され、宇宙再電離の時代が始まったと考えられるが、宇宙再電離の詳細については観測的に未だ明らかにされていないことがおおい。これら初代天体は直接観測することは難しいが、初代星の初期質量関数や形成率、および初代銀河からの光子脱出確率などの情報は、これらを詳細にモデル化して電離構造の発展を計算し観測と比較することで間接的に得ることが可能であろう (Yajima & Li, 2014; Tanaka et al., 2018)。また、ブラックホールについてその降着円盤から発せられる X 線は銀河間ガスの加熱を通じてやはり電離構造の発展に影響をおよぼす。再電離を直接的に探ることが望まれており、これを可能にするのが以下に述べる 21cm 線による再電離期の観測である。

2.1.2 21cm 線

ここでは EoR の中性水素の 21cm 線の基礎について述べる (Furlanetto et al., 2006)。再電離が始まる前から再電離初期には中性水素が大量に存在していたため、21cm 線を観測する事によって、これらの時期を直接探ることができる。観測量としては、スピン温度 T_S と CMB の温度 T_γ との差で定義される輝度温度は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} \delta T_b(\nu) &= \frac{T_S - T_\gamma}{1+z} (1 - e^{-\tau_{\nu_0}}) \\ &\approx 27 x_{\text{HI}} (1 + \delta) \left(1 - \frac{T_\gamma}{T_S}\right) \left(\frac{H}{dv_{\parallel}/dr_{\parallel}}\right) \left(\frac{1+z}{10}\right)^{1/2} \left(\frac{0.15}{\Omega_m h^2}\right)^{1/2} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.023}\right) [\text{mK}] \end{aligned} \quad (2.1)$$

スピン温度は、電子が超微細構造の上下それぞれの準位にある中性水素の数密度 n_0, n_1 を用いて、以下の式により定義される。

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{g_1}{g_0} \exp\left(\frac{-T_*}{T_S}\right) \quad (2.2)$$

ここで、 g_1, g_0 はそれぞれの統計的自由度であり、 $g_1 = 3, g_0 = 1$ である。また、 $T_* \equiv E_{10}/k_B$ であり、これは超微細構造間のエネルギー E_{10} に相当する温度である。輝度温度は視線方向で計算される量であり、 τ_{ν_0} は波長 21cm に相当する周波数 ν_0 ($= 1.4 \text{ GHz}$) での光学的厚さであり、

$$\begin{aligned} \tau_{\nu_0}(z) &= \frac{3}{32\pi} \frac{h_p c^3 A_{21}}{k_B \nu_0^2} \frac{n_{\text{H}}}{T_S (1+z) dv_{\parallel}/dr_{\parallel}} \\ &= 9.6 \times 10^{-3} (1 + \delta) \left(\frac{1+z}{10}\right)^{3/2} \left(\frac{x_{\text{HI}}}{T_S}\right) \left[\frac{H(z)/(1+z)}{dv_{\parallel}/dr_{\parallel}}\right] \end{aligned} \quad (2.3)$$

と表される。上式において、 n_{H} は水素の数密度、 δ はガスの超過密度 ($\delta = (\rho_{\text{HI}} - \bar{\rho}_{\text{HI}})/\bar{\rho}_{\text{HI}}$)、 x_{HI} は平均中性水素率、 $\Omega_m h^2$ 、 $\Omega_b h^2$ はそれぞれダークマター、バリオンの密度パラメータである。また、 $A_{21} = 2.85 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ はアインシュタイン A 係数、 H はハッブルパラメータ、 $dv_{\parallel}/dr_{\parallel}$ はガ

スの視線方向の速度勾配である。式 (2.1) の 2 行目では、宇宙論的スケールでは $\tau_{\nu_0} \ll 1$ であることを用いた。密度揺らぎ δ 、銀河間ガス (IGM) の速度勾配 $dv_{\parallel}/dr_{\parallel}$ は宇宙論的に決まる物理量であるが、中性水素率 x_{HI} とスピン温度 T_{S} は天体物理学的に決まる量であり、これらが EoR の情報を含んでいる。 $\delta T_{\text{b}} > 0$ のとき、輝度温度は CMB に対する輝線として観測され、 $\delta T_{\text{b}} < 0$ のときは CMB に対する吸収線として観測される。スピン温度は、ガスの運動学的温度 T_{K} 、ライマン α 色温度 T_{α} 、それぞれの結合定数 x_{K}, x_{α} を用いて次のように書き表す事ができる。

$$T_{\text{S}}^{-1} = \frac{T_{\gamma}^{-1} + x_{\alpha}T_{\alpha}^{-1} + x_{\text{K}}T_{\text{K}}^{-1}}{1 + x_{\alpha} + x_{\text{K}}} \quad (2.4)$$

すなわち、スピン温度は中性水素ガスと以下の 3 つの相互作用によって決定される。

- (a) CMB 光子との相互作用
- (b) ライマン α 光子との相互作用
- (c) 中性水素と他の粒子（中性水素、電子、陽子など）との衝突による相互作用

天体形成などの影響は、(b),(c) による相互作用を通じてスピン温度に現れる。

2.1.3 熱進化の歴史 ～大局的なシグナル～

IGM の大局的なシグナル (赤方偏移毎の平均的な IGM の温度) は各時代について様々な物理機構が働き、以下の様な発展をする (Mesinger et al., 2011)。

(1) $z \gtrsim 100, T_{\text{K}} = T_{\text{S}} \leq T_{\gamma}$ (衝突によるカップリング期)

$z \sim 140$ の時期に CMB 光子と電子のコンプトン散乱が切れる。その後は、水素原子同士の衝突が支配的になり、スピン温度は IGM のガス温度とカップリングする。CMB 光子の温度変化の赤方偏移依存性は $(1+z)$ に比例するが、ガス温度は $(1+z)^2$ に比例するため、CMB 光子の温度よりも、ガス温度の方が、宇宙の進化と共に急激に減少する。

(2) $35 \lesssim z \lesssim 100, T_{\text{K}} < T_{\text{S}} < T_{\gamma}$ (衝突によるカップリングが切れる頃)

宇宙膨張によって IGM の密度が減少すると、水素原子同士の衝突によるカップリングを保てなくなり、スピン温度はガス温度から脱結合して再び CMB 光子の温度に近づく。

(3) $z \sim 35, T_{\text{K}} < T_{\text{S}} \sim T_{\gamma}$ (衝突によるカップリングが切れた後)

衝突によるカップリングが切れた後は、IGM のガス温度は CMB 光子とカップリングするため、この二つの温度はほぼ等しくなる。もし、天体が存在せず、ライマン α 光子が放射されていなければ、スピン温度は、このまま CMB 光子の温度とカップリングした状態で減少していく。しかし、実際には、初期天体が形成されるため、そうはならない。

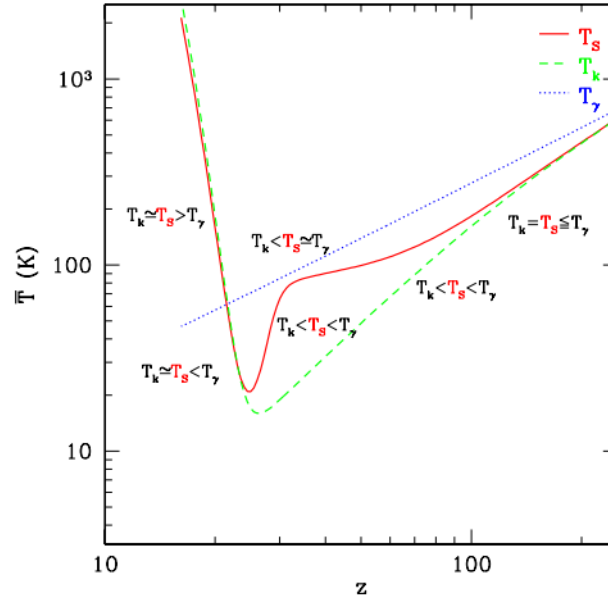


図 2.1: IGM 温度の時間進化 ((Mesinger et al., 2011))。横軸は赤方偏移、縦軸は温度を表す。赤い実線はスピン温度、緑の破線はガス温度、青い点線は CMB の温度を表す。

(4) $25 \lesssim z \lesssim 35, T_K < T_S < T_\gamma \rightarrow T_K \simeq T_S < T_\gamma$ (Wouthuysen-Field カップリング期)

初期天体が形成され、ライマン α 光子が放射されると、Wouthuysen-Field (WF) 効果によってスピン温度は再び、ガス温度とのカップリングを始める。ライマン α 光子は、スピン温度に影響を与えるだけでなく、IGM の加熱にも寄与しており、スピン温度はガス温度に近づく。そのため、 $T_K \simeq T_S$ となる。

(5) $16 \lesssim z \lesssim 25, T_K = T_S < T_\gamma \rightarrow T_K = T_S > T_\gamma$ (X 線による加熱期)

WF 効果により、ガスのスピン温度とガス温度は強くカップルしているため、宇宙膨張と共にその値は減少していくが、X 線による加熱が効き始めてくると、力学的温度とカップルしたスピン温度は最小の値に達した後、急激な上昇を始める。このとき、宇宙の熱進化の中で、IGM の温度が初めて CMB 光子の温度よりも十分大きくなるため、 $\delta T_b > 0$ である。したがって、X 線による加熱以前は、輝度温度の揺らぎは CMB 光子の温度に対する吸収線として観測されるが、X 線加熱が効き始めると輝線として観測される事になる。

(6) $7 \lesssim z \lesssim 16, T_K = T_S \gg T_\gamma$ (再電離期)

X 線による加熱が十分に効くと、式 (2.1) より、 δT_b はスピン温度に依らなくなり、温度依存性を持たなくなる。初期天体から出てくるイオン化エネルギーよりも大きなエネルギーを持った光子により、再電離が始まると、イオン化領域 (HII 領域) が増えていき、中性水素が占める領域 (HI 領域) は徐々に減っていく。これにより、中性水素の量が減少するため、21cm 線のシグナル

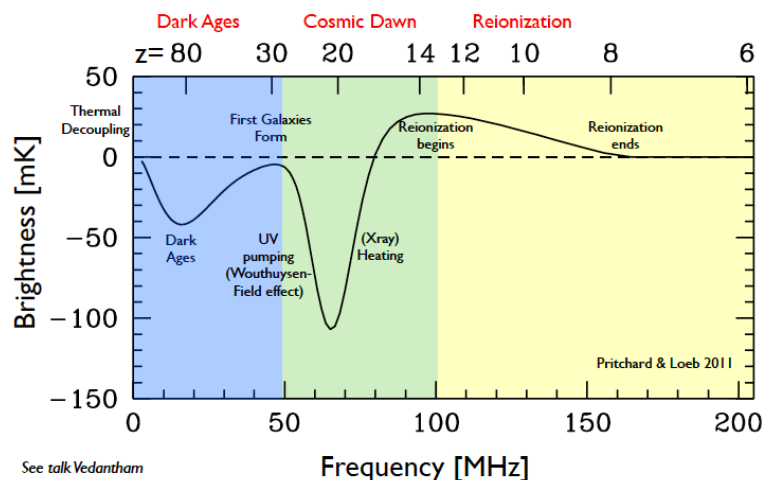


図 2.2: 輝度温度の時間発展 (Pritchard & Loeb, 2011)。横軸は周波数、縦軸は輝度温度。 $z \lesssim 30$ で初期天体が形成されると、そこから発せられる紫外光によって WF 効果が起こり、スピン温度は IGM のガス温度とカップリングする。このとき、ガス温度は CMB の温度より小さいので、輝度温度は吸収線として見える。しかし、 $z \sim 20$ で X 線による加熱が効き始めると、ガス温度は急激に上昇するため、 $z \lesssim 15$ では、輝度温度は輝線として観測される。またこの時期、再電離が始まる。 $z \sim 8$ になると、再電離が終わり、中性水素の割合が 0 となるため、輝度温度は式 (2.1) より 0 となり、輝線も吸収線も見えなくなる。

も減少していく。再電離期は、HII 領域の進化の仕方や、イオン化光子の振る舞い、イオン化光子の放射源の振る舞いなどに依存するので、これらの特徴を調べる必要がある。

以上、(1) から (6) に示したのが、IGM 温度進化のアウトラインであり、IGM 温度は図 2.1 に示す様な振る舞いをする。また、実際の観測量である輝度温度 (式 2.1) の時間発展を図 2.2 に示す。

2.1.4 WF 効果, X 線加熱, 再電離のソース

この節では、WF 効果、X 線による加熱、再電離を引き起こす天体について述べる。

(1) 種族 III 星 & 種族 II 星

$z \sim 30$ で、重元素を含まず、水素で大部分が構成された宇宙最初の星が形成され始める (Yoshida et al., 2006)。このような水素原子のみで構成された星を種族 III 星と呼ぶ。近年のシミュレーションに基づく研究により、種族 III 星は、太陽質量の数 10 倍程度の質量を持つと考えられている (Bromm, 2013)。この種族 III 星から放射されるライマン α 光子によって、水素のスピン温度はガス温度とカップリングする (WF 効果)。種族 III 星から作られる X 線連星は、IGM の加熱を担うものと考えられている (Fialkov & Barkana, 2014)。また、種族 III 星や少量の重元素を含むガスから形成された種族 II 星が再電離を引き起こすと期待されているが、種族 III 星の形成過程、その後の種族 II 星形成モードへの遷移過程は未だ謎が多い。

(2) Mini-quasar & AGN

IGM の加熱や再電離を引き起こす光子の供給の源として考えられるものとして、中間質量ブラックホール (IMBH) や、IMBH へのガスの降着を起源とした mini-quasar がある (Zaroubi et al., 2007)。これら天体によって引き起こされる加熱や再電離は、星からの寄与に比べると小さいが、CMB の温度よりも高い温度に IGM を加熱するのに十分なエネルギーを持った光子を生成するものと考えられている。また、IMBH は現在の超巨大ブラックホール (SMBH) の種になっている可能性もあるが、エディントン降着率よりも大きな値で降着を起こさなければ、現在、観測されている高赤方偏移の AGN の質量を説明できないという問題がある。

(3) X-ray binaries

前述の通り、種族 III 星由来の X 線連星は IGM の加熱源として有望視されている。しかし、X 線連星は高赤方偏移において、大局的なスケールを加熱するのに十分な個数が存在していたのかという不定性がある。

2.1.5 輝度温度を通じた観測

21cm 線の観測を行うとき、我々が実際に宇宙論的、天体物理学的情報を獲得するのは、輝度温度を通してである。この章では、輝度温度から得られる情報について簡潔にまとめる。

21cm パワースペクトル

輝度温度の揺らぎを取り扱うとき、その統計量として、一般的に広く用いられているのはそのパワースペクトルである。一般的にパワースペクトルは波数と赤方偏移の関数であり、パワースペクトルには、輝度温度のスケール毎の揺らぎとその時間発展の情報が含まれている。輝度温度の揺らぎを、バリオンの揺らぎ δ_b 、イオン化率の揺らぎ δ_x 、ライマン α 場の揺らぎ δ_α 、IGM の温度の揺らぎ δ_T 、さらに速度勾配の揺らぎ $\delta_{\partial v}$ と、各々の揺らぎの係数 β_i を用いると、式 (2.5) の様に書き下す事ができる (Furlanetto et al., 2006)。

$$\delta_{T_b} = \beta_b \delta_b + \beta_x \delta_x + \beta_\alpha \delta_\alpha + \beta_T \delta_T - \delta_{\partial v} \quad (2.5)$$

この展開された揺らぎから、そのパワースペクトルは、

$$P_{T_b}(k, \mu) = P_{\mu^0}(k) + \mu^2 P_{\mu^2}(k) + \mu^4 P_{\mu^4}(k) \quad (2.6)$$

と計算される。 μ は視線方向と波数ベクトルのなす角度の余弦である。1 項目は、バリオンの揺らぎ、イオン化率の揺らぎ、ライマン α 場の揺らぎ、IGM の温度の揺らぎ間での自己相関、相互相関をまとめたものである。すなわちこれは、揺らぎの等方成分によるパワースペクトルである (速度勾配による揺らぎはフーリエ空間で考えると $\delta_{\partial v} = -\mu^2 \delta$ となるため、非等方的な揺らぎである)。2 項目は、非等方揺らぎである速度勾配揺らぎと等方揺らぎとの相互相関によるパワースペクトルを、3 項目は非等方揺らぎによる自己相関によるパワースペクトルを表している。図 2.3、2.4 に、各々の時代の δ_{T_b} のマップとパワースペクトルを示す。

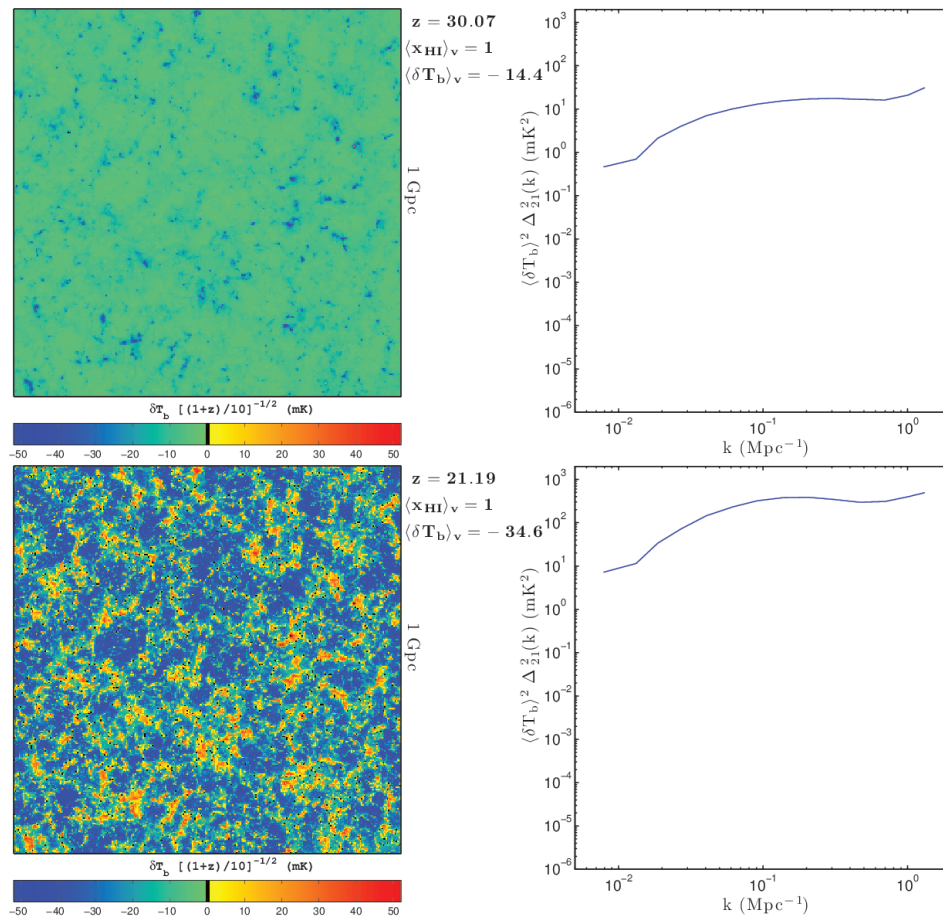


図 2.3: ダークエイジ、CD での δT_b のマップとパワースペクトル (Mesinger et al, 2010)。左は δT_b のマップで、右がパワースペクトルのグラフ。パワースペクトルの横軸は波数 k で縦軸はパワースペクトル。ダークエイジ終盤の $z=30.07$ 、X 線による加熱が十分に効く前の $z = 21.19$ では、輝度温度は CMB に対する吸収として見える ($\delta T_b < 0$)

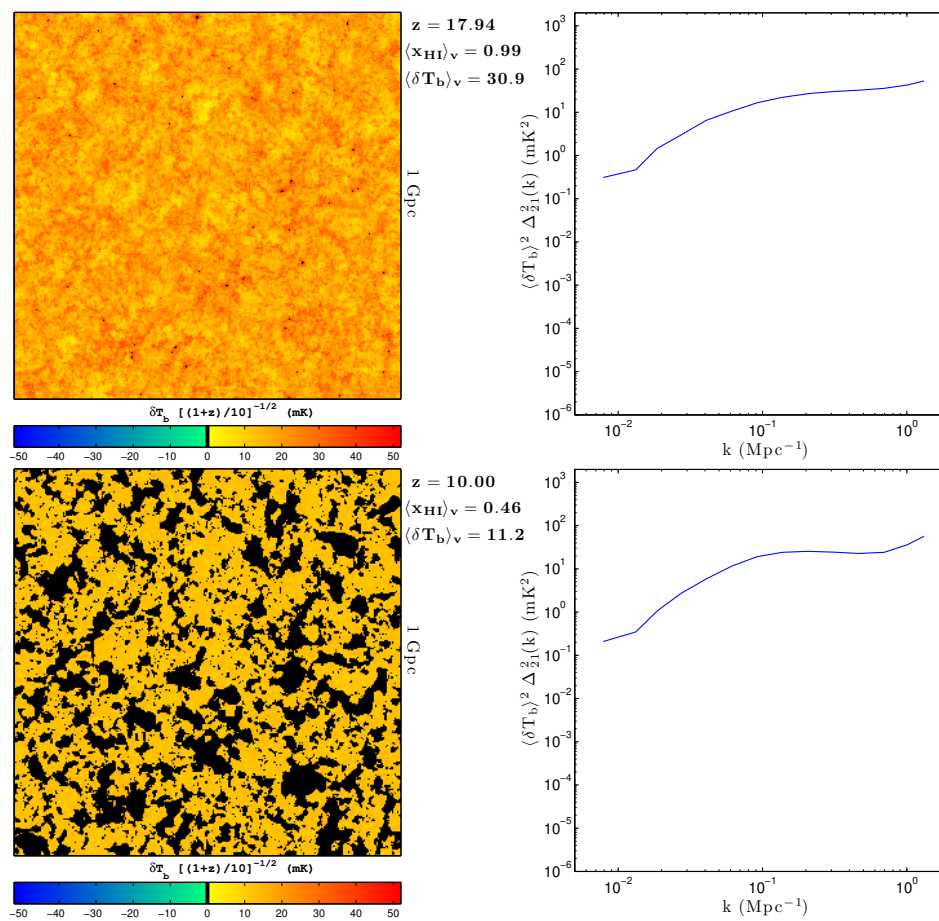


図 2.4: 再電離期での δT_b のマップとパワースペクトル (Mesinger et al, 2010)。加熱が十分に効いている $z = 17.94$ では、輝度温度は輝線として観測される ($\delta T_b > 0$)。このとき、水素は中性状態として存在しているが、 $z = 10.00$ になると、再電離が始まり、水素がイオン化された領域と、中性状態のままの領域に別れているのを見る事ができる。イオン化領域がバブルとして表され、中性状態の部分はパッチ状になっており、両者には強いコントラストがある。

他の観測量

パワースペクトル以外にも輝度温度から得られる観測量としては、以下のものが挙げられる。

- 分散、モーメント
パワースペクトルがフーリエ空間で定義される量である一方で、実空間上での輝度温度場の統計的性質を探る方法として、揺らぎの分散や高次のモーメント(歪度や尖度)を用いる方法がある。島袋らはパワースペクトルの時間依存性について、輝度温度の分布関数の分散や歪度に注目して解釈を与えた(Shimabukuro et al., 2014)。これによると、どのような物理プロセスがスピン温度を決めているかによって歪度の符号が異なり、パワースペクトルの解釈をする上で有用である。
- 高次統計量、 n 点相関関数
フーリエ空間上の2点を考えるのがパワースペクトルである一方、3点以上を考える高次統計量として、バイスペクトルがある。輝度温度場の揺らぎが非ガウス分布に従う場合、パワースペクトルでは探れない情報をバイスペクトルは含んでいる。また、高次統計量をフーリエ変換して実空間上で考えたものが n 点相関関数となる。吉浦らはSKAやpathfinderのバイスペクトルに対する感度を見積もっており、pathfinderでも大スケール($k \sim 0.1 \text{ Mpc}^{-1}$)であれば観測可能であることを示している。
- トモグラフィー、イメージング
21cm線を用いた観測では、赤方偏移毎の階層的なマップの情報を手に入れる事ができるので、トモグラフィーを考える事ができる。また、イオン化領域の進化の様子を探る手法として、輝度温度の強度の空間的分布を観るイメージングがある。
- イオン化バブルや中性水素分布のトポロジー
イオン化バブルや中性水素分布の幾何学的な情報を探る手法として、ミンコフスキー汎関数やジーナス統計を用いる方法がある。
- 背景電波源に対する21cm線吸収線
背景電波源から放射された電波がIGMやミニハローによる吸収を受けると、その様子は21cm線の吸収線として観測する事ができる。

2.1.6 EoRの低周波電波での観測

これまで主に理論的観点から低周波電波によるEoR研究に述べたが、ここでは具体的な低周波電波観測の方法について述べる。低周波電波でのEoR観測は、個々の天体の個性やコスミック・バリアンスの影響を排除したグローバル・シグナルの観測を主とする。低周波ほど視野が広いという望遠鏡の基本特性を活かして広域をマッピングしつつ、干渉計の特性を活かして高い角度分解能の観測を実現し、結果、空間ダイナミックレンジの広いイメージを取得する。イメージは物質の分布を如実に表し、初代天体の周りで電離がどのように進むかを直接明らかにする。

EoRシグナルの観測においては様々な障害が存在する。まずEoRに関係のない電波源は観測の障害である。系内ではパルサー、系外では銀河、そして天の川銀河の放射などが挙げられる。もう一つは、地球の電離層の揺らぎによる電波の位相の変位がある。この不定性もそのままEoRシグナル検出の不定性となる。周波数方向では、周波数標準や帯域特性の不定性はそのままシグナルの不定性となる。RFIやアナログ・デジタル変換時に発生するスプリアスも障害である。

低周波電波 EoR サイエンスの主要な解析

EoR のサイエンスを達成するための主流の解析法は、いわゆる EoR 窓を用いる手段である (図 2.5)。EoR 窓は、横軸は二次元空間イメージをフーリエ変換し一次元波数空間に積算した時の波数 (k_{\perp})、縦軸は周波数を奥行き距離と見立て、周波数スペクトルをフーリエ変換し一次元波数空間にした時の波数 (k_{\parallel}) である。

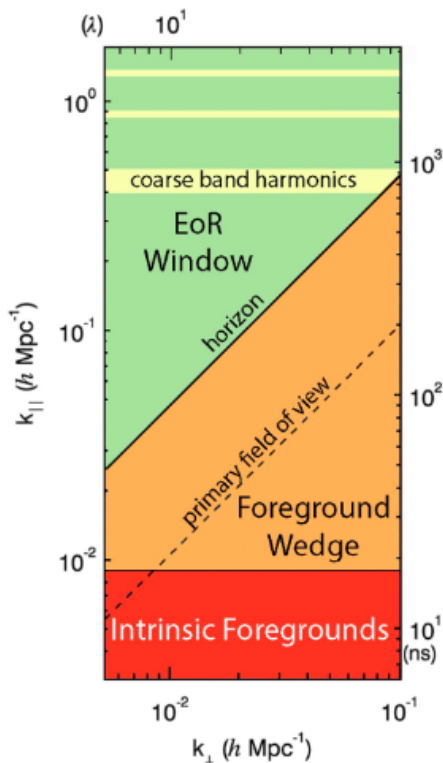


図 2.5: 空間-周波数 2 次元パワースペクトルと EoR 窓の模式図

EoR 窓では、前景放射などの電波連続波は周波数方向において滑らかであるならば、 k_{\parallel} の小さい領域に集まる (窓の下方)。一方で EoR シグナルは周波数方向で細かい分布を持つはずなので、 k_{\parallel} の大きい領域に集まる (窓の上方)。これにより分離が可能となる。 k_{\perp} については、空間的にランダムに分布する系外の放射源はあらゆる波数について白色ノイズのように一様に分布するはずである。広がった放射源は k_{\perp} の大きい領域 (窓の左方) に集まるはずである。

周波数方向には複数の特定の波数 k_{\parallel} に、信号回路のインピーダンスミスマッチ (コネクタ部の緩みなど) で発生する人工定在波や、デジタルサンプルの帯域端スプリアスに起因する周期的な信号が現れ、それは EoR 窓の中に侵食する。そのような EoR 窓の領域は解析に用いることができない。

以上の分離の後、EoR 窓の中で信号を切り出し、波数 k_{\parallel} 空間を逆フーリエ変換し周波数に戻した上で、所望の赤方偏移における k_{\perp} に対するスペクトルを得る。期待される EoR のシグナルの強度は、EoR 窓のパワースペクトルにおいて $10^5 \text{ mK}^2 h^{-3} \text{ Mpc}^3$ 程度で、前景放射の 10^8 から 10^{10} 分の 1 程度 (multipole $l = 100$ or 1.8° スケール) と予想されている。値は赤方偏移と空間スケールに大きく依存する。

そのほか、前景放射除去の主な方法としては以下のような方法が提案されている (Chapman et al., 2015)。

- 多項式近似：前景放射のスペクトルを周波数の低次の多項式であると仮定してフィットし、前景放射を見積もる。しかし実際のスペクトルがどのような関数形になっているかわからず、多項式の次数をいくつに取るかによって結果が変わってしまうため任意性があり、現在ではあまり有用な方法とは考えられていない。
- Generalized Morphological Component Analysis：前景放射のスペクトルがある種のシンプルさ（スパース性）を持つとして推定する。具体的には例えばスペクトルをウェーブレット変換した時にその展開係数のほとんどがゼロになると仮定する。解析に恣意性が入らない。
- Wp smoothing：スペクトルの曲率の変化ができるだけ小さくなるように前景放射の関数形を見積もる。

系外の電波天体は点源であっても干渉計特有のビームパターンによって周囲の領域に漏れ出してしまふ。また視野の広い望遠鏡の場合では、例え銀極方向を観測していても大きく広がったサイドローブを通して銀河面放射が入り込んでくる。これらを避けるためには天球面上のどの位置にどのような明るさの天体が存在するかを記述するスカイモデルを正確に構築し、ビームの形状も正確に理解することによって観測データを校正する必要がある。また地球の電離圏もスカイモデルに影響するが、電離圏は時々刻々と変化し、さらに干渉計の基線長が長いと影響を受ける電離圏の位置が望遠鏡ごとに異なるため校正はより困難になる。前景放射除去の一般的な手続きとしては、系外の電波天体を校正した後、視線ごとに銀河系放射を除去することになる。先に述べたように電離圏は時々刻々と変化するため、短時間の積分ごとに校正は行われる。そのため校正と銀河系放射の除去には多大な計算コストがかかることになり、これらは単に正確だけでなく計算コストもおさえるようになさなければならない。この点も今後の課題である。

2.1.7 現在の制限

再電離期に対する観測はこれまでも行われており、それによって再電離史やそれに関連する高赤方偏移での星形成史に対する制限が得られている。この節では、現在、再電離期について観測的にどのような制限がされているのか述べる。ただし、現在制限が得られているのは、主に再電離期終了間際 ($z \lesssim 10$) である。再電離開始時期を含む、より高赤方偏移については、近年観測結果が報告され始めているが、依然として強い制限を得るには至っていないため、今後の観測の発展が期待される。

ガン-ピーターソンの谷

高赤方偏移で見つかったクエーサーのスペクトルを見ることで、再電離の完了した時期を見積もることができる。宇宙に中性水素が満ちているときは、高赤方偏移のクエーサーから放射されたライマン α 光子は、中性水素によって吸収される。このとき、我々は、宇宙膨張による赤方偏移によって引き延ばされたライマン α 光子の波長で、吸収線スペクトルを観測することができる。また、クエーサーから放射されたライマン α よりも波長の短い光は、宇宙膨張に伴う赤方偏移の効果によってライマン α の波長になり、対応する赤方偏移の中性水素に吸収される。再電離が完

了に近づくとつれ、中性水素がなくなるため、吸収線スペクトルが見えにくくなる。これにより、再電離期の終了時期を見積もることができる。観測スペクトルに刻まれた吸収線の連なりをガンピーターソンの谷と呼ぶ。この方法によって、 $z \sim 6$ で再電離が終了した事がわかっている (Fan et al., 2006; Mortlock et al., 2011)。

CMB トムソン散乱の光学的厚み

CMB 光子と再電離期のイオン化バブル中の電子との散乱によって、CMB のパワースペクトルに偏光によるゆらぎが加わり、スペクトルが変化する。そこから再電離の期間やイオン化率の揺らぎなどに制限を得ることができる。現在、CMB の散乱は $z \sim 10$ で起こり、そのとき散乱の光学的厚みが $\tau \sim 0.066$ 程度である事が分かっている (Planck Collaboration et al., 2016)。

IGM 温度

$z \approx 6$ のクエーサーの周囲のガス温度をフォークトプロファイル分析 (分布をフォークト関数でフィッティング) によって測り、それと再電離期でのクエーサー周辺の精密なシミュレーションを比較することで、再電離期のガス温度進化史に制限を加えることができる。これによれば、HI の電離は、 $z \lesssim 11$ で起こったと期待される (Bolton et al., 2010)。

ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (GRBs) は大質量星の超新星爆発と密接に関係していると考えられている。したがって、高赤方偏移で GRBs が観測されている事実は、宇宙の初期に大質量星が存在した可能性を示している。これにより、今後より多くの高赤方偏移 GRBs が観測されれば、再電離期以前の大質量星の星形成率に制限を加えることができる (Tanvir et al., 2009)。また、高赤方偏移 GRBs の一部はライマン α 減衰翼のフィッティングによる再電離期中性水素割合の制限にも用いられている (e.g. Totani et al., 2006)。

高赤方編移銀河

高赤方編移での中性水素による強い吸収を受け、観測されていないドロップアウト銀河の観測から、星形成史に制限を加えることができる。現在の観測からは、 $z > 10$ で急激に星形成率が下がっている事が示唆されている (Oesch et al., 2013)。また、 $z > 6$ のライマン α 輝線銀河の個数密度は、高赤方編移ほど小さくなっており、これは中性水素による減光に起因するとも考えられている (e.g., Ouchi et al., 2010)。近年では Subaru Hyper Suprime-Cam (HSC) の活躍もありライマン α 輝線銀河のサンプルも増加した (e.g., Ouchi et al., 2018)。例えば Inoue et al. (2018) では、HSC による観測結果と大規模な数値シミュレーション結果の比較から $z = 7.3$ において、 $x_{\text{HI}} = 0.5^{+0.1}_{-0.3}$ の制限を得ている。

近赤外線

宇宙初期の銀河や星から放射された UV は私たちが観測するまでに、近赤外の周波数まで赤方偏移する。その強度や非等方性から、宇宙初期での紫外線源の分布や存在量等の性質に制限が付けられる可能性がある。パワースペクトルに対する上限はあるものの、理論値を大幅に上回っている (Cooray et al., 2012)。

SKA パスファインダー

SKA の完成までの試験や観測的実験としてすでいくつかの望遠鏡が建設され観測が行われている。ここでは、各望遠鏡について簡単に触れ、得られたパワースペクトルに対する制限を図 2.5 に示す。

- GMRT: GMRT(Giant Metrewave Radio Telescope) はインドにある。分解能は 20 秒角、最も低い周波数帯が 139.3~156.0MHz をカバーしており、 $z = 8.1 \sim 9.2$ を見ることができる。 $z \sim 8.8$ 付近のパワースペクトルについての上限が得られている (Paciga et al., 2013)。
- MWA: MWA(Murchison Widefield Array) オーストラリアに設置されている。128 個のアンテナから成っている。2 分角の分解能を持ち、周波数 80~300MHz を観測可能である。赤方偏移 $z \sim 6 - 12$ の範囲でパワースペクトルへ上限を与えている。
- PAPER: PAPER(Precision Array for Probing the Epoch of Reionization) は南アフリカに設置されている。32 のアンテナから成っている。パワースペクトルに対して、 $z=7.7$ で $k=0.11h\text{Mpc}^{-1}$ で上限 2704mK^2 を与える (Parsons et al., 2014)。
- LOFAR: LOFAR(LOw Frequency ARray) はオランダ北部を中心として、広域にアンテナを配置して、それらを一つの電波干渉計として扱う。その直径は 100km にものぼり、周波数は 10~250MHz が観測可能である (van Haarlem et al., 2013)。
- OVRO-LWA: OVRO-LWA(Owens Valley Long Wavelength Array) はアメリカに設置されており、288 のアンテナから構成されている。周波数帯は 27MHz から 85MHz であり、分解能は 9 分角 (80MHz)、23 分角 (30MHz) である。パワースペクトルへの上限を得ている (Eastwood et al. 2019)。

2.2 国際 SKA のサイエンス

2.2.1 再電離の物理

導入

各場所での電離度 x_{HII} の進化は以下のように表せる。

$$\frac{dx_{\text{HII}}}{dt} = k_{\text{col}}(T)(1 - x_{\text{HII}})n_e - \alpha(T)x_{\text{HII}}n_e + k_{\text{ph}}(1 - x_{\text{HII}}) \quad (2.7)$$

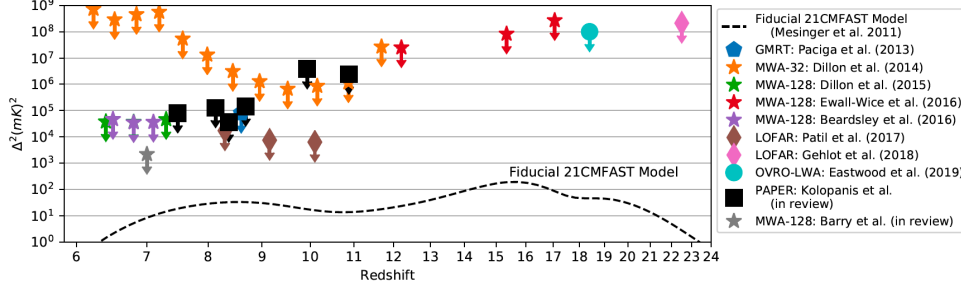


図 2.6: 第一世代の各観測機による 21cm パワースペクトルへの制限。再電離初期を含む広範囲の赤方偏移へ上限が付いてきていることがわかる。しかし、標準的なモデル（破線: 21cmFAST）との差は以前大きく、SKA による初検出が期待される。(HERA collaboration et al. 2019, arXiv: 1907.06440)

ここで、 $k_{\text{col}}(T)$ は衝突電離率、 n_e は電子数密度、 $\alpha(T)$ は再結合率、 k_{ph} は光電離率である。光電離率は、各地点での輻射強度 I_ν を用いて、

$$k_{\text{ph}} = \int d\Omega \int_{\nu_L}^{\infty} \frac{I_\nu}{h\nu} \sigma_\nu d\nu \quad (2.8)$$

と表せる。ここで、 ν_L はライマン端振動数、 σ_ν は電離断面積である。光電離過程は、エネルギー方程式ともカップルする為、電離進化と同時にエネルギー方程式

$$\frac{du}{dt} = \frac{\Gamma - \Lambda}{\rho} \quad (2.9)$$

を解く必要がある。ここで、 u は単位質量あたりの内部エネルギーである。また、 Γ は単位体積あたりの加熱率、 Λ は単位体積あたり冷却率であり、これらには、光加熱、断熱加熱 (冷却)、衝突電離冷却、再結合冷却、衝突励起冷却、制動放射冷却、コンプトン加熱 (冷却) などが含まれる。特に光加熱率は、

$$\Gamma_{\text{ph}} = n_{\text{HI}} \int d\Omega \int_{\nu_L}^{\infty} \frac{I_\nu}{h\nu} (h\nu - h\nu_L) \sigma_\nu d\nu \quad (2.10)$$

と表せる。電離されたガスは、およそ 10,000-20,000K まで加熱される (e.g., Thoul & Weinberg (1996))。この加熱により、重力ポテンシャルの浅いガス雲の重力収縮は阻害され、高いガス圧によって小さなスケールの構造は均される。この過程を光蒸発 (photo-evaporation) と呼ぶ。

電離過程への洞察

平均自由行程 宇宙での電離光子の平均自由行程は、

$$l = \frac{1}{\sigma_\nu n_{\text{HI}}} \approx 2 \left(\frac{10}{1+z} \right)^2 \left(\frac{\nu}{\nu_L} \right)^3 \left(\frac{1}{x_{\text{HI}}} \right) \text{ comoving kpc} \quad (2.11)$$

程度である。電離波面の厚さは平均自由行程程度となると考えられ、紫外線の場合、平均自由行程は小さいため、電離波面は非常にシャープになる。一方で、1keV 以上の X 線の平均自由行程は ~ 1 comoving Gpc となり、低電離度かつ一様に近い電離構造が期待される。

再結合時間 電離ガスは、およそ $T = 10^4 \text{K}$ に保たれる。このときの再結合率を用いて、宇宙の平均密度での再結合時間は、

$$t_{\text{rec}} = \frac{1}{\alpha(T)n_{\text{H}}} \approx 240 \left(\frac{10}{1+z} \right)^3 \text{ Myr} \quad (2.12)$$

となる。高赤方偏移 ($1+z > 10$) において、ミニハローやフィラメントなどの構造 ($\frac{\delta\rho}{\rho} > 20$) では、再結合時間はおよそ 10Myr 以下となり、このような構造は、光蒸発によって構造がならされるまで光子吸収体として働く (Sobacchi & Mesinger, 2014)。

理想ストロムグレン球 一様密度場の場合、光子源周りの電離領域はストロムグレン球と呼ばれるモデルで表せる。ストロムグレン球のサイズ (ストロムグレン半径) は、領域内での単位時間あたりの再結合数と電離光子数が釣り合いによって決定され、

$$r_{\text{S}} = \left(\frac{3\dot{N}_i}{4\pi n_{\text{H}}^2 \alpha_{\text{B}}(T)} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.13)$$

と表せる。ここで、 \dot{N}_i は電離光子放射率、 $\alpha_{\text{B}}(T)$ は第一励起状態以上の準位への再結合率である。このモデルを用いると、例えば $\dot{N}_i = 5 \times 10^{48}/\text{s}$, $n_{\text{H}} = 10^{-3} \text{cm}^{-3}$ のとき $r_{\text{S}} \approx 5.4 \text{kpc}$ 程度となる。

原始銀河内において再電離に関連する諸過程

電離光子の脱出 銀河間物質の電離進化の解明には、銀河から抜け出す電離光子の量が重要となる。この量は、特に星形成率と電離光子の脱出割合 (脱出光子率) に分けて考えるのが便利である。再電離期の後期段階では、銀河内のダストも脱出光子率に関して重要な役割を果たす可能性がある。

観測的な脱出光子率を見積もりは、銀河間物質の強い吸収により非常に困難であるが、 $z \approx 3$ では直接的に電離光子が検出されており、数パーセントから数 10 パーセントの値が示されている (e.g., Steidel et al. (2001); Iwata et al. (2009))。より高赤方偏移銀河については、いくつかの仮定の基づき、脱出光子率に上限 (赤方偏移 $z = 5.7$ で ~ 60 パーセント) を与えた研究がある (e.g., Ono et al. (2010))。観測される銀河の個数密度からは、星が再電離の主な光子源である場合、高赤方偏移ほど高い脱出光子率、あるいは低質量銀河ほど高い脱出光子率でないとトムソン散乱の光学的厚みの観測結果を満すことが困難であると示唆される (e.g., Alvarez et al. (2012); Haardt & Madau (2012); Mitra et al. (2012))。

理論的には、主に数値シミュレーションによって脱出光子率が調べられている (e.g., Gnedin et al. (2008); Wise & Cen (2009); Razoumov & Sommer-Larsen (2010); Yajima et al. (2011); Paardekooper et al. (2013); Wise et al. (2014))。これらの計算結果は、分解能の違い、モデルの違いなどから定量的には値が収束していないが、脱出光子率の定性的な振る舞いとして 1) ハロー質量が大きいほど小さい、2) 高赤方偏移ほど大きい、という結果が多い。

原始銀河での輻射性フィードバック 光加熱や輻射圧といったフィードバックは、銀河内のガスや銀河へ降着するガス、銀河間ガスのダイナミクスに影響を与える (e.g., Iliev et al. (2009); Wise et al. (2012); Dale et al. (2012); Hasegawa & Semelin (2013))。この効果は、星形成率のみならず上記の脱出光子率にも影響を与える事が示されている (e.g., Wise & Cen (2009); Umemura et al.

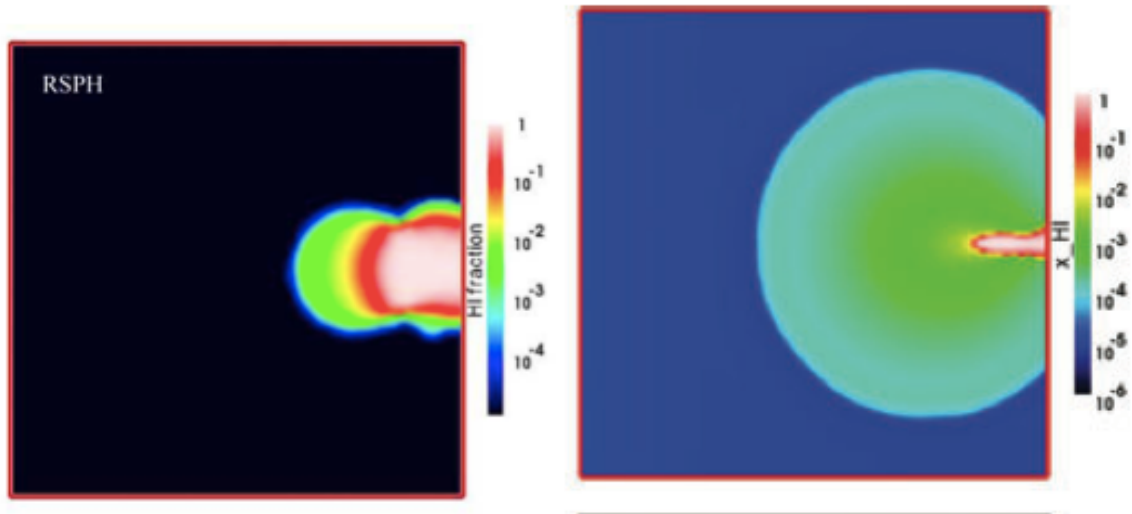


図 2.7: 左から一様電離光子フラックスが高密度ガス塊に入射する場合の計算結果 (Iliev et al. (2009), RSPH 法による計算結果を抜粋)。左図：静的なガスの場合、電離波面はガス塊に捕われる。右図：動的なガスの場合、ガス塊は光蒸発し、電離波面が進むようになる。

(2012))。また水素分子の解離光子は、宇宙初期の主たる冷却材である水素分子を解離するため、この過程も星形成率に影響を与える。これら輻射性フィードバックを適切に考慮する事は、銀河からの電離光子供給量を明らかにす上で非常に重要である。

銀河間物質での電離過程

電離波面の発展 一様かつ定常な密度場の場合、電離波面の発展は、電離波面での電離光子フラックスと電離ガスフラックスの釣り合いから、ストロムグレン半径 r_S 、再結合時間 t_{rec} を用いて

$$r_I = r_S [1 - \exp(-t/t_{rec})]^{1/3} \quad (2.14)$$

と表せる (Spitzer, 1978)。もし、高密度ガス塊が存在する場合、このガス塊が光蒸発されない限り、電離波面はガス塊内に捕われる (図 2.7)。

X 線による電離と加熱 X 線は有効な電離光子源であるが、紫外線とは異なり X-ray は平均自由行程が大きい為、宇宙膨張による振動数の変化を考慮する必要がある。また、個々の光子がもつエネルギーが高い為、電離の際に飛び出す電子による二次的な衝突電離 (secondary ionization) の効果も考慮する必要がある (e.g., Beak et al. (2010))。

2.2.2 再電離期のモデリングと SKA へ向けたシミュレーション

SKA による赤方偏移した 21 cm 線観測では、再電離期やそれ以前の時期における IGM の 3 次元トモグラフィーが得られると期待される。実際に観測されるであろう 21 cm シグナルは再電離の非一様性に起因するパターンに関連した非常に大きなスケールのものであるのに対し、我々が知りたいのは、初代銀河のように非常に小さく暗い天体の情報である為、そこには大きな隔たり

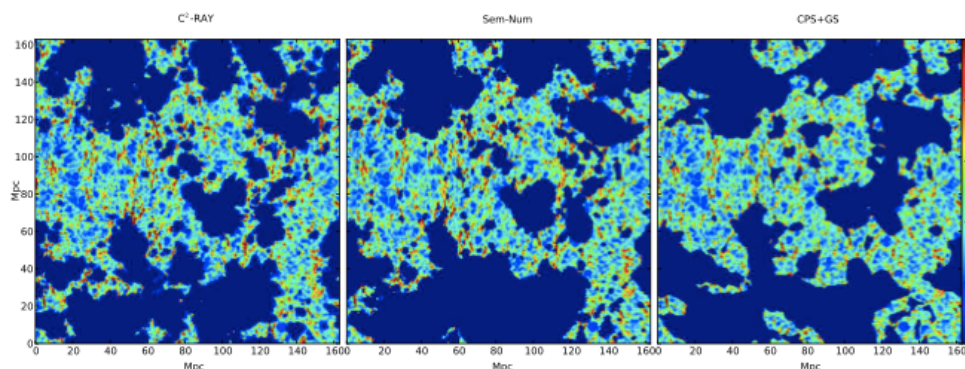


図 2.8: 輻射輸送シミュレーション (左図)、ハロー分布を用いた準数値的再電離シミュレーション (中央図)、Press-Schechter を用いた準数値的再電離シミュレーション (右図) による 21 cm 線強度分布の比較。ハロー分布を用いた準数値的再電離シミュレーションでは、輻射輸送シミュレーションの 21 cm 線強度分布をよく再現できるが、Press-Schechter を用いた準数値的再電離シミュレーションでは、輻射輸送シミュレーションの再現性は落ちることがわかる。(Majumdar et al. , 2014)。

が存在する。初代銀河の特徴 (Spectral Energy Distribution: SED、個数等) の観点から、観測される 21 cm シグナルを解釈する際には、これらの詳細なモデリングが重要となる。

近年の再電離モデリングでは、主に直接的な数値シミュレーションや準解析的/準数値的 (semi-analytic/semi-numerical) モデリング (Furlanetto et al. , 2004; Zahn et al. , 2005; Alvarez et al. , 2009; Mesinger & Furlanetto , 2007; Choudhury et al. , 2009; Santos et al. , 2010) が用いられる。

現存するモデリングの要旨

シミュレーション シミュレーションは、大きく 2 つのタイプに分けられる。ひとつは、小計算領域かつ高分解能のシミュレーションであり、これにより銀河形成における輻射や超新星爆発によるガスへのフィードバックを詳細に研究できるが、大局的な再電離やその観測的痕跡を表現するには計算領域が不十分である (Gnedin & Ostriker , 1997; Ciardi et al. , 2000; Ricotti et al. , 2002)。もう一つは、大きな計算領域でのシミュレーションであり、小スケールの物理は分解できない代わりに、グローバルな再電離進化を研究できる (Iliev et al. , 2006, 2014)。この場合、分解できていないスケールには、高分解能の計算結果や他のモデリングによるサブグリッドモデル¹を用いる (Iliev et al. , 2007; McQuinn et al. , 2007; Ahn et al. , 2012)。

準解析的/準数値的モデリング EoR のモデリングには、2 つの困難がある。一つは、広いダイナミックレンジ²であり、しばしばサブグリッドモデルが必要となる。もう一つは、我々が高赤方偏移の天体形成史やそれら天体の特徴を十分に解明できていない事に起因する広いパラメータスペースであり、サブグリッドモデルを適用するとしてもこの問題は残る。これら困難を克服するため、近年では低計算コストで実行可能な準数値的再電離シミュレーション (semi-numerical EoR simulation) と呼ばれる手法が発達した。

¹シミュレーションの空間分解能 (グリッドサイズ) は有限であり、しばしば空間分解能以下のスケールの事象、構造等を正しく追えない事がある。このとき、空間分解能以下 (グリッドサイズ以下) の部分に仮定するモデルの事をサブグリッドモデルと呼ぶ。

²例えば、銀河内の星形成やそれらによるフィードバックは kpc 以下のスケールの現象であり、宇宙論的スケールの電離構造や物質分布を見ようと思えば 0.1-1Gpc が必要である。

準数値的再電離シミュレーションの基本的な特徴は、輻射輸送計算を直接解くという過程を、電離光子数と原子数(しばしば再結合率による補正がされる)の比較によって電離判定を行うという近似的な取り扱いに置き換える点である(Furlanetto et al., 2006)。放射源の分布には、 N -体シミュレーションで得られた分布を用いる場合や(Zahn et al., 2007; Choudhury et al., 2009)、高速なゼルドビッチ近似などを用いる場合がある(Mesinger & Furlanetto, 2007)。これら準数値的再電離シミュレーション結果と、直接輻射輸送を解く事で電離構造を得る輻射輸送シミュレーション結果の比較は広く行われてきており(Zahn et al., 2011; Majumdar et al., 2014)、Mpc スケール以上では良く一致すると言われているが、後述するようにより詳細な過程を含めた計算での比較は必要であろう。Majumdar et al. (2014) では、輻射輸送シミュレーションと同じハローの分布を直接使った準数値的再電離シミュレーションは、輻射輸送シミュレーションによって得られる $k < 1.0 \text{Mpc}^{-1}$ のスケールでの電離史を 90%以上の正確さで再現できるとしている。一方で、ハローの分布を用いずに Press-Schechter formalism を用いた場合、同じスケールでの再現性は $>40\%$ まで落ちるものの、平均的な電離史などは輻射輸送シミュレーションとおおよそ一致する(図 2.8)。

このような比較結果は、再電離のシナリオやモデリングの仕方によっても変わると思われる。再電離史や 21 cm シグナルの特徴は様々な要因によって各時期で異なる。その一つの要因は輻射性フィードバックによる低質量銀河での星形成阻害である(2.2.1 節を参照)。この効果は、輻射輸送シミュレーション(Iliev et al., 2012)や準数値的再電離シミュレーション(Sobacchi & Mesinger, 2013)に組み込む努力がなされている。同様に、これらの計算では分解できていない Lyman-Limit System(LLS)による再結合率の上昇効果もサブグリッドモデルに組み込む事も重要である(Sobacchi & Mesinger, 2014)。ここで、LLS は、 $N_{\text{HI}} > 10^{17.2} \text{cm}^{-2}$ の中性水素の吸収線系であり、この系では中性水素ライマン端振動数に対する光学的厚みが 1 を超える。一方、柱密度 $N_{\text{HI}} < 10^{17.2} \text{cm}^{-2}$ の系を Lyman- α forest と呼び、さらに柱密度が高く、 $N_{\text{HI}} > 10^{20.3} \text{cm}^{-2}$ の系は Damped Lyman- α system と呼ぶ。これら輻射性フィードバックによる星形成阻害、LLS による再結合率上昇の効果に加えて、X 線加熱のスピン温度への影響も考慮した上で、準数値的再電離シミュレーションと輻射輸送シミュレーションの比較を行う事が重要であろう。

SKA へ向けたシミュレーション

シミュレーションに対する要求 SKA 観測との比較を考える場合、シミュレーション領域は、信用にたるサンプルを得られるほど大きく、分解能はビーム幅を分解できる程度あるべきである。

SKA EoR サーベイでは、視野は $3(\nu = 200 \text{MHz})$ 度から 10 度 ($\nu = 50 \text{MHz}$) であり、これは EoR において約 500Mpc に相当し、最大分解能である 1 分は約 0.5Mpc に相当する。従って、SKA 観測の全視野を十分な分解能で計算する為には、少なくとも 500Mpc 立方の計算領域に一辺あたり数千のグリッド数が必要であり、21 cm マップや統計的研究(パワースペクトルや分布関数)にはこれを満たすのが望ましい。一方、SKA の周波数分解能は空間分解能($\sim \text{kHz} = 10 \text{ comoving kpc}$)に相当し、他の目的、例えば 21 cm 吸収線の研究において SKA の性能を最大限活用する為には、より高い空間分解能のシミュレーションが望ましい。

以上のような、観測機器性能の有効活用の為に必要な分解能とは別に、物理過程として数値的に分解すべきスケールもある。その一つ、電離パッチの特徴的なサイズは、支配的な電離光子源の数量、それらのクラスタリング・典型的光度や、IGM ガスの再結合率の補正を与える LLS や他の吸収体の特徴に依存する。 ΛCDM モデルによる階層的構造シナリオでは、より高赤方偏移で形成される低質量銀河が再電離の主な電離光子源であると期待される。高赤方偏移でのハローは基

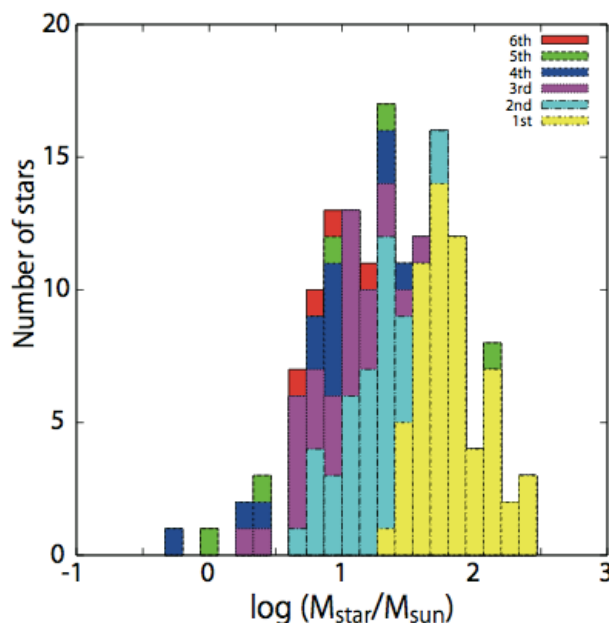


図 2.9: シミュレーションによって得られた初代星初期質量関数の一例 (Susa et al. , 2014)。この計算では、典型的には $10 - 100M_{\odot}$ 、割合は少ないが $> 100M_{\odot}$ や $< 10M_{\odot}$ の初代星も存在。およそ 1/3 が単独星、それ以外では複数の星系として誕生。

本的にガウシアン密度揺らぎのレアピークから形成され、 $z \sim 15$ 以下になるとようやく低質量銀河ハロー ($M = 10^8 - 10^{10}M_{\odot}$) が多少一般的になる。従って、これらハローのクラスタリングは強くなる。この強いクラスタリングにより、独立した暗い天体周りの HII 領域は、すばやく重なり合い、より大きな HII 領域への進化する。これらハローのクラスタリングに加え、各ハローに付随する銀河の特徴 (例えば星形成率、脱出光子率など)、IGM ガスの特徴を探る事が各時代における特徴的な電離パッチのサイズの決定に重要であり、このスケールを分解しつつ大局的な再電離過程を計算することを目指すべきである。

2.2.3 初代銀河、Lyman- α と X 線強度の揺らぎ、スピン温度

EoR の初期段階や CD は、初代星形成によって始まる。初代星は、ミニハロー ($T_{\text{vir}} < 10^4\text{K}$, もしくは $10^4 < M/M_{\odot} < 10^{7-8}$) 内で生まれると信じられているが、この際、初代星の形成は主に水素分子冷却によって引き起こされ、現在の星 (種族 I 星) とは異なり重元素を含まない事から種族 III 星 (Population III star) とも呼ばれる³。

2000 年頃より数値シミュレーションによる初代星形成の研究が活発になり、大質量 ($\geq 100M_{\odot}$) の種族 III 星が孤立して形成される、いわゆる “one Pop III star per one minihalo” パラダイムが信じられてきた (e.g., Abel et al. (2002); Bromm et al. (2002); Yoshida et al. (2006))。近年では、多数のミニハローサンプルを用いたシミュレーションによって幅広い種族 III 星質量が実現される事も示され (e.g., Hirano et al. (2014), Susa et al. (2014)), 一つのミニハロー内で複数の比較的軽い

³重元素を含まない星であっても、星形成領域が電離・解離放射の影響を受けていない場合には種族 III.1 星、これらの影響を受けた後に形成される次世代の星は種族 III.2 星と区別する (O’Shea & Heger , 2008)。その意味で、種族 III 星と初代星の定義は厳密には一致しない。

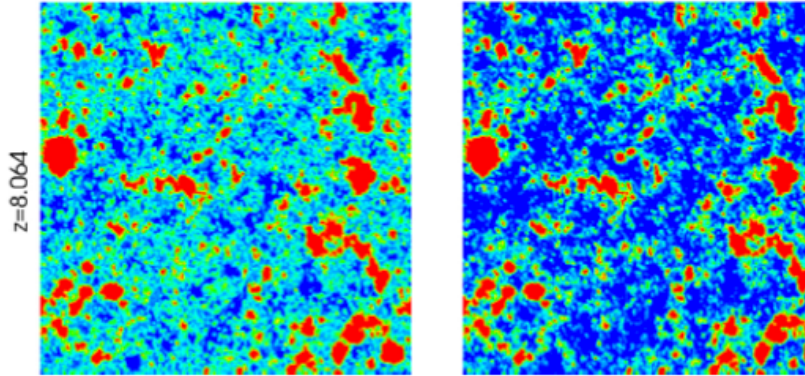


図 2.10: ミニハローを考慮した場合(左図)と考慮しない場合(右図)の赤方偏移 $z \approx 8$ での電離構造(赤が電離領域、青が中性領域)。ミニハローを考慮した場合、部分電離された領域(緑の領域)が占める体積が多くなり、トムソン散乱の光学的厚が増加する (Ahn et al. , 2012)。

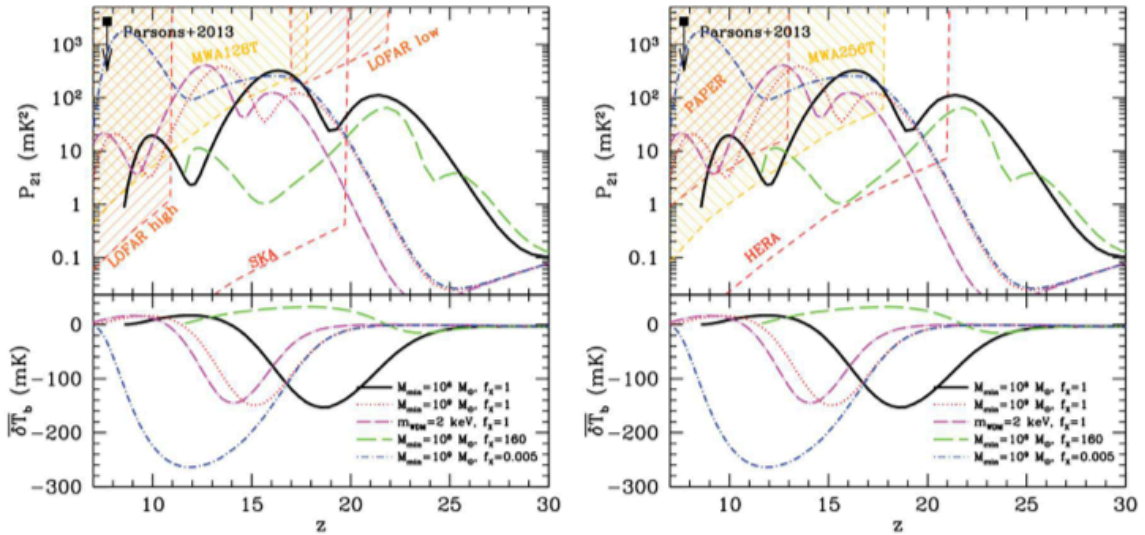


図 2.11: 上段: $k = 1/\text{Mpc}$ における球平均したパワースペクトル P_{21} の進化。ここで、 $P_{21} \equiv k^3/(2\pi^2V)\overline{\delta T_b(z)^2}\langle |\delta_{21}(\mathbf{k}, z)|^2 \rangle_k$ 、 $\delta_{21}(\mathbf{x}, z) = \delta T_b(\mathbf{x}, z)/\overline{\delta T_b(z)} - 1$ で定義される。下段: 平均 δT_b の進化

($10 - 100M_{\odot}$) 星が生まれる可能性も指摘されている (e.g., Turk et al. (2009); Stacy et al. (2010); Greif et al. (2011); Susa et al. (2014), 図 2.9)⁴。種族 III 星の初期質量関数 (Initial Mass Function: IMF) は、これら星からの放射のスペクトルエネルギー分布 (Spectral Energy Distribution: SED) の硬さ (hardness) に関連する。また、X 線連星が形成される場合、X 線の大きな平均自由行程により、紫外線で電離される場合と比べてなめらかな電離構造ができると考えられる (Mesinger et al. , 2013)。このように、種族 III 星の IMF や形成率は電離構造の発達と密接に関連する。

したがって、初代星形成・進化の理論は CD, EoR のモデリングの際に重要となる。初代星形

⁴近年の傾向としてはミニハロー内のガス分裂は起こりうるという見方が多い。しかし、それら分裂片が星になるか、もしくはそのまま中心星に降着するかはまだ議論が収束していない。

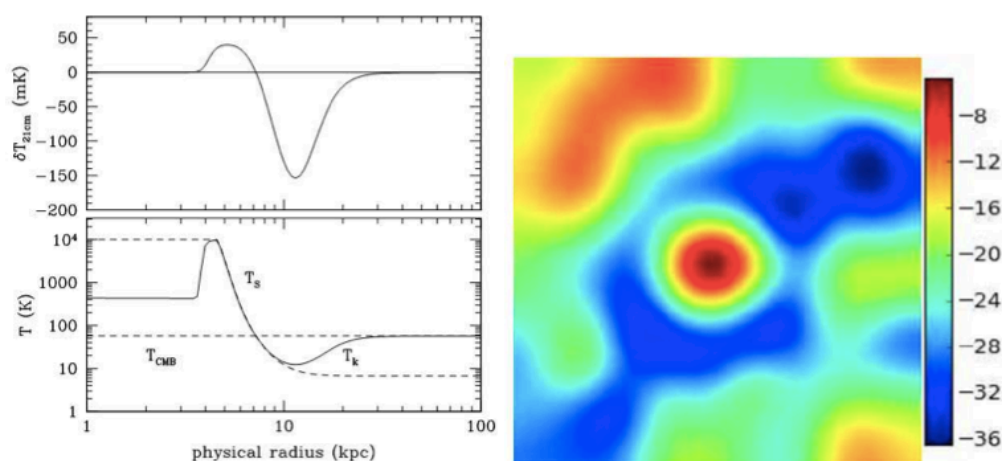


図 2.12: 左図: 理想な状況での種族 III 星 + X 線源を含む銀河周りのガス温度 (破線) とスピン温度 (実線)(下段) と δT_b (上段) (Chen & Miralda-Escude, 2008)。右図: あるひとつの宇宙論的密度ピークで形成された密集した銀河内に種族 III 星 + X 線連星 + 種族 II 星が存在した場合の δT_b 分布 (Ahn et al., 2014)。シミュレーション領域サイズは、一辺 40 comoving Mpc で、ビーム幅 $\Theta = 2'$ 相当の平滑化を行った後の図である。図中心の密度ピークサイズは $\sim 7\text{Mpc} \sim 10'$ に相当する。左図では、電離領域すぐ外 (電離波面) で加熱による輝線領域, そのまわり冷たいガスによる吸収領域が見える。右図では $\delta T_b > 0$ の輝線領域が見えないが、ビーム幅を小さくした場合 (空間分解能を上げた場合) には見える可能性もある。

成において、主にその形成を阻害するのは Lyman-Werner バンド輻射による水素分子の光解離であり (e.g., Haiman et al. (2000))、近年では、この水素分子解離光子の輻射輸送も考慮した大領域 ($\geq 100\text{Mpc}$) 再電離シミュレーションもなされている (Ahn et al. (2012) 図 2.10)。

また近年では、晴れ上がり期におけるバリオンとダークマターの速度差の効果も天体形成過程に影響を与えると考えられている (Tselikhovich & Hirata, 2010)。この効果を考慮した場合、星形成可能なミニハロー質量が大きくなり、ハローの形成時期も遅くなる事が数値シミュレーションによって示されている (Stacy et al., 2011; Greif et al., 2011)。また、この速度差の効果は、衝撃波によって大域的な加熱を引き起こす事で 21 cm パワースペクトルに影響を与える事も考えられる (McQuinn & O'Leary, 2012)。

CD と EoR における 21 cm パワースペクトル解析に関して、三つの特徴的な時期がある。(1) IGM の温度が、Wouthysen-Field 効果によって Lyman- α 輻射と強くカップルする「Lyman- α -pumping epoch」、(2) IGM が X 線によって加熱され、徐々に CMB 温度を超える「X-ray heating epoch」、(3) 電離バブルが宇宙論的スケールで形成される「Epoch of Reionization」。それぞれの時期で、21 cm 輝度温度 ($\delta T_b \equiv (T_s - T_\gamma(z))(1 - e^{-\tau_{21}})/(1 + z)$) の振幅や空間揺らぎは増幅される (Mesinger et al. (2014), 図 2.11)。

困難ではあるが、トモグラフィー (各赤方偏移での撮像) は初代銀河ほど小さな天体を分解できるかもしれない。初代銀河の放射スペクトルは、銀河内の星質量関数や X 線源の有無などによって決定されるが、この放射スペクトルの形は周辺の電離構造、21 cm スピン温度分布に影響を与

える。もし、初代銀河周囲の 21 cm シグナルが検出できれば初代銀河の特徴に制限が付けられるかもしれない (e.g., Chen & Miralda-Escude (2008); Ahn et al. (2014))。例えば、冷たい銀河間ガス内に紫外線と X 線の放射源が存在する場合を考える (図 2.12 左)。放射源付近では、加熱によってガス温度が CMB 温度を上回るが、電離領域内では中性水素割合が非常に小さい為、21 cm のシグナルは見えない ($\delta T_b \approx 0$)。しかし、その外側の電離波面に相当する部分では、中性水素が残っており、かつ、加熱によってガス温度が CMB 温度を上回る為、21 cm 輝線 ($\delta T_b > 0$) 領域が現れる。より外側では、低温ガスであるため 21 cm 吸収 ($\delta T_b < 0$) 領域が現れるが、さらに外側では、WF 効果によるガス温度とスピン温度のカップリングが十分に起こらず、21 cm シグナルは見えなくなる。以上のような振る舞いは、放射スペクトルのかたちによって違いが生じる。定性的には放射スペクトルをより硬くするほど、輝線領域が広がり吸収領域が見えなくなる傾向となる。Ahn らは、宇宙論的シミュレーションによってより現実的な状況下で密集した銀河周囲の δT_b 分布を様々を計算し、銀河放射スペクトルによる 21 cm シグナル分布の違いを議論している (Ahn et al. (2014), 図 2.12 右)。

2.2.4 SKA1-low による再電離期の電離領域の撮像

導入

再電離期における銀河間物質の電離構造の撮像は、SKA の目標の一つである。再電離期の電離領域の構造は、未だよく解明できていない銀河形成の物理に敏感である為、電離構造のスケールや進化を撮像する事ができれば、様々な銀河形成シナリオの区別や光源の放射スペクトルタイプの区別が可能となる。ここでは、その為の具体的な手法を説明する。

SKA の先駆体 (precursor) である MWA や LOFAR では感度が低い為、パワースペクトル等の統計的観測がメインとなる。一方で、SKA1-low では、i) 21 cm 輝線と銀河の相互相関 (e.g., Furlanetto & Lidz (2007); Wyithe & Loeb (2007)), ii) 輻射強度揺らぎの確率分布 (e.g., Harker et al. (2009); Barkana (2009)), iii) 個々の電離領域、iv) クエーサーが支配的な HII 領域などの観測 (e.g., Wyithe & Loeb (2004); Kohler et al. (2005); Valdes et al. (2006)) が可能になると期待される。

21 cm signal と銀河の相互相関からは、”outside-in”(低密度領域が先に電離するシナリオ)と”inside-out”(高密度領域が先に電離するシナリオ)再電離が区別できる。通常、銀河を電離光子源としたシミュレーションでは、高密度領域が先に電離する。この場合、銀河分布と 21 cm シグナルは逆相関を示すと期待される。

準数値的再電離計算

準数値的モデルのひとつである GALFORM に、簡略化した取り扱いでの電離構造計算を組み込む (e.g., Kim et al. (2013))。この計算では、電離光子源周りでの電離光子放射率に応じて電離領域を形成し、近傍電離領域のオーバーラップは光子数の保存を考慮して矛盾なく扱われる。また、電離光子源として様々な銀河モデルを組み込むことが可能である。

電離領域と銀河形成

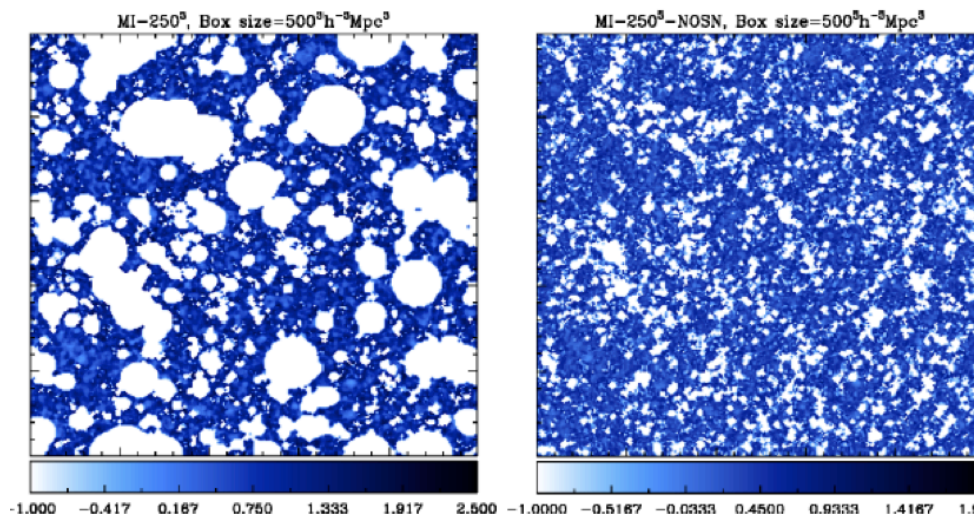


図 2.13: GALFORM を用いた 500Mpc 計算領域の計算結果。左図: 超新星爆発フィードバックを考慮した場合、右図: 超新星爆発フィードバックを無視した場合。

超新星爆発に起因するアウトフローによる星形成阻害ありの場合 (超新星爆発フィードバックモデル) と無しの場合での、準数値的再電離計算結果の比較を示す。超新星爆発フィードバックモデルでは、低質量銀河形成が阻害され、大質量銀河に偏った光度関数になっており、それぞれのモデルでの銀河の光度関数は、観測を再現するようにモデル化されている (明るい部分しか観測と比較できないので、暗い部分は任意性を持たせる事ができる)。この計算では、各時期における銀河間物質の平均中性水素割合は互いに等しくなるように調整されている。すなわち、ふたつのモデルの違いは、「ある平均電離度を達成したとき、電離光子源として、小質量銀河が支配的か大質量銀河が支配的か」となっている。その結果、平均中性水素割合は同じでも電離領域のサイズ分布は大きく異なる (図 2.13)。低質量銀河が支配的な場合、多数の小スケール HII 領域が現れる (Kim et al. , 2013)。

シミュレーション結果の SKA1-low による模擬観測

超新星爆発フィードバックを考慮した計算領域 ($1\text{Gpc}/h^3$) のシミュレーションの結果を SKA1-low で模擬観測をする (参考文献は未投稿)。前景放射となる銀河系内シンクロトン放射や系外銀河の放射は再電離期の 21 cm シグナル検出の大きな障害となる。ここでは、分解可能天体のからの放射は全て取り除けたと仮定する。図 2.14 は、SKA1-low で 1000 時間観測を仮定し、前景放射除去 (Geil et al. , 2008, 2011) 後の模擬観測マップである。結果、超新星爆発フィードバックが効果的である場合に生成される電離領域の撮像は可能であろう。

一方で、超新星爆発フィードバックなしのモデルの場合、最も大きな電離領域は観測できそうだが、実際にはノイズと前景放射除去によって電離領域のコントラストが下げられるため、SKA1-low での撮像は困難であろう (図 2.15)。SKA2 では 4 倍程度感度が良い為、撮像できる可能性がある。

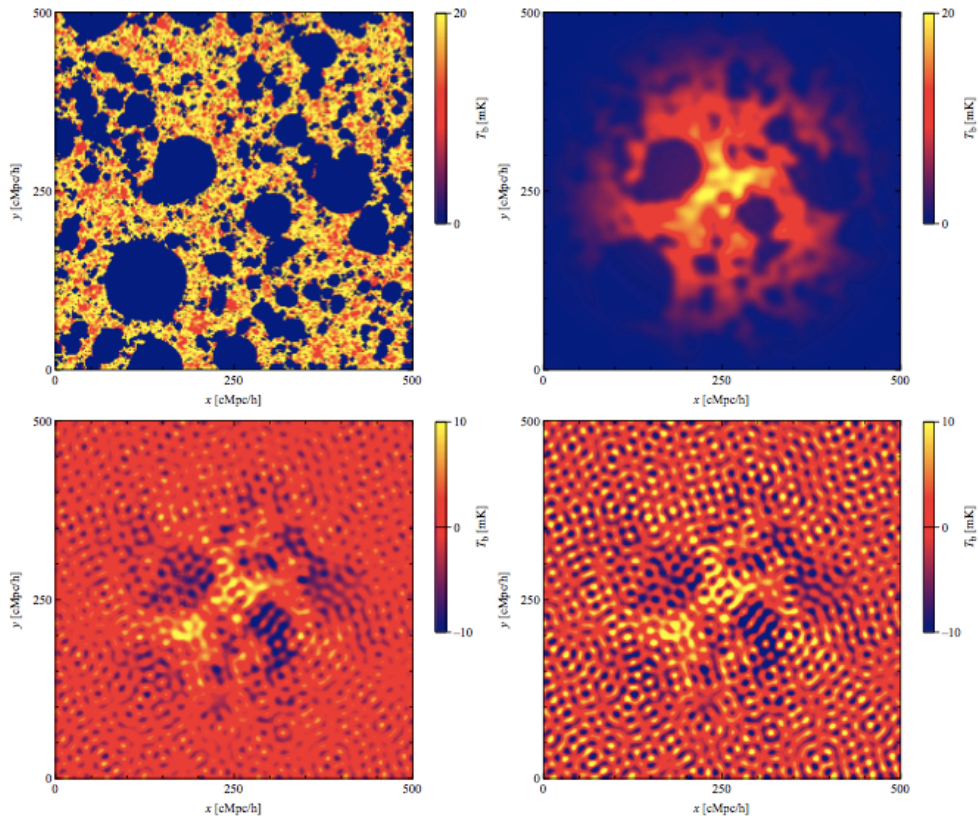


図 2.14: SKA1-low でのシミュレーション結果の模擬観測。ここでは、超新星爆発フィードバックが効果的に働いた場合の結果を示す。左上図: シミュレーション結果。右上図: 前景放射なしの模擬観測。左下図: 前景放射込みで、SKA-1 low による 1000 時間観測を仮定。右下図: 感度を 1/2 にした場合の模擬観測図。

まとめ

銀河モデルの違いによって期待される電離構造が大きく異なるため、もし 21 cm シグナルの空間分布を観測できれば、例えば超新星爆発によるフィードバックが効果的に働いているかどうかなどの銀河形成の物理を理解する事ができる。SKA1-low の場合、強い超新星爆発フィードバックが効果的に働いていればでの電離領域は分解できる。しかし、超新星爆発のフィードバックが効果的でなく、低質量銀河による電離光子供給が支配的である場合、より高い空間分解能が必要となる。電離領域を分解できる高い分解能に加えて、最も大きな電離構造(この計算では 100Mpc でおおよそ 1 度の角度に相当)の撮像をする為には、SKA1-low の視野は少なくとも数度は必要である。

2.2.5 撮像観測

再電離期の観測では 21 cm 線の輝度温度が得られる。21cm 線の輝度温度を解析して、再電離期の物理や初期天体についての情報を得る事ができる。解析の手法として、統計的手法と撮像がある。統計的手法として代表的なものはパワースペクトルによる解析である。21 cm 線の輝度温度の持つ揺らぎの情報を統計的に処理し、再電離期での物理に制限を加える。一方、撮像は統計的な

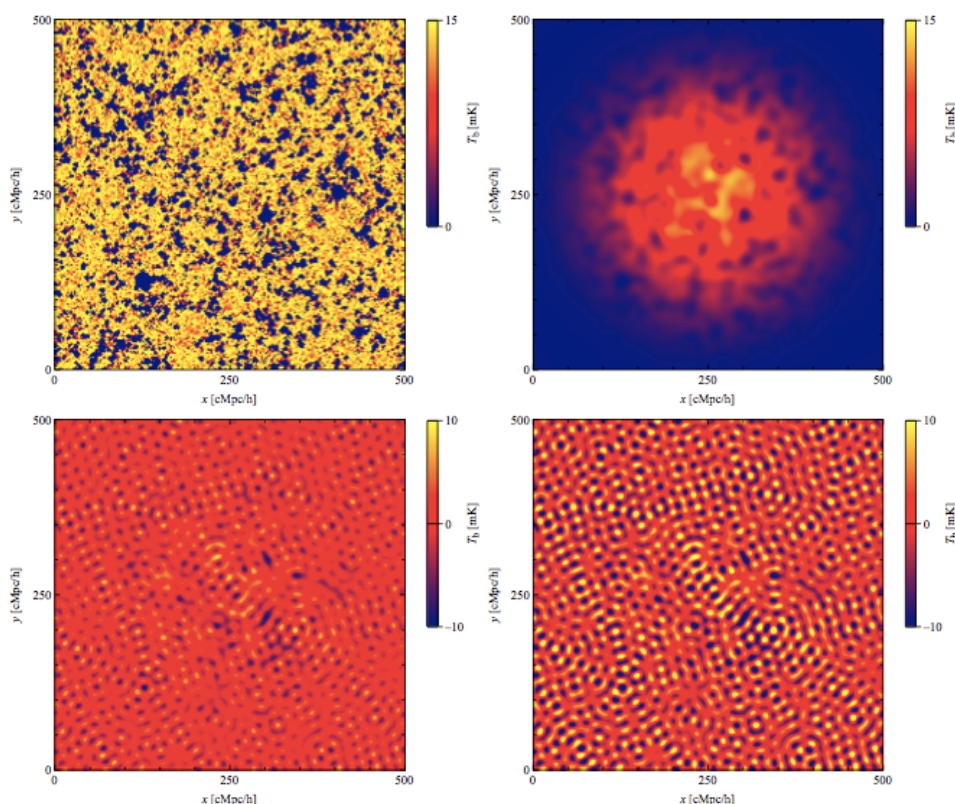


図 2.15: 図 8 と同様だが、超新星爆発フィードバックを無視した場合の計算結果の模擬観測

処理ではなく、得られた 21cm 線のシグナルから像を合成し、再電離期の様子を直接見ようとするものである。この節では撮像によって再電離期の何が分かると考えられているかまとめる。

撮像を行うには、電波干渉計が十分な角度分解能をもつ必要がある。しかし、観測で分解能を上げるという事は観測に伴うノイズの寄与を強く受ける事になる。ノイズに対して優位にシグナルが得られたかどうかは、 S/N を使って判定する。 S/N は観測値と観測誤差の比である。撮像を行うためにはこの S/N が十分に大きい必要がある (1 以上)。アンテナの有効開口面積 A_{eff} とシステム温度 T_{sys} を固定すると、 S/N は観測時間や観測周波数のチャンネル幅、そして観測の分解能に依存する。図 2.2.5 は SKA によって撮像がどれくらいの分解能で可能かを示したものである (Mellema et al., 2013)。21 cm 線のシグナルが 1 mK 程度であるとして (実際再電離期での輝度温度の大きさは 1mK 程度と考えられている)、望遠鏡に求められる A_{eff}/T_{sys} を示すものが灰色の領域である。斜線で囲まれた領域は、SKA(中心のコアが半径 2Km) の実現可能な A_{eff}/T_{sys} であり、中にある 3 本の実線は上から物理的開口面積が $0.25 \text{ km}^2, 1 \text{ km}^2, 2.5 \text{ km}^2$ の場合である。この実線より下に、灰色の領域があればその分解能での撮像が可能であると予想される。

撮像による解析

撮像によって再電離期での 21cm 線のマップを得て、次に問題なのはそれをどのように解析するか、という事である。ここでは現在考えられている解析手法を紹介する。

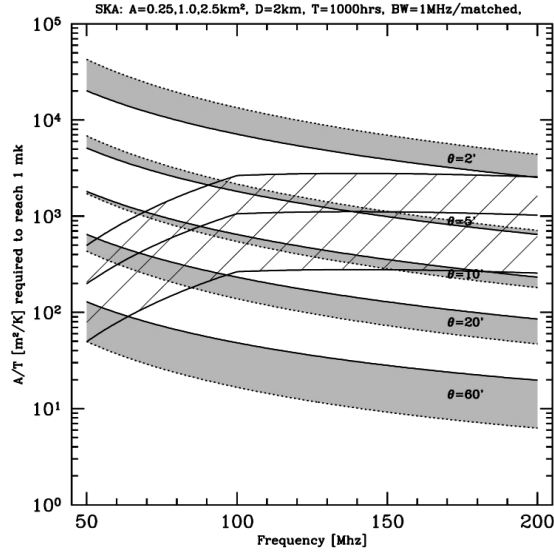


図 2.16: 1mK の輝度温度から撮像するために求められる A_{eff}/T_{sys} を示している。縦軸が A_{eff}/T_{sys} の大きさ、横軸が周波数である。灰色の線が分解能ごとに求められる A_{eff}/T_{sys} の大きさ、斜線は SKA で実現可能な A_{eff}/T_{sys} の大きさを表す。斜線より下に黄色い線があれば SKA での撮像が可能である。

(a) イオン化バブル：撮像を用いた解析ではイオン化バブルのサイズ分布や特異天体周りの領域を扱う。イオン化バブルとは中性水素がイオン化された領域のことで、撮像を行ってイオン化バブルの形や分布を見る事でその特徴を捉える事ができる。ただし、イオン化光子を放射する天体は宇宙に孤立して存在している訳ではなく、連なりを持っている。そのためイオン化領域は複雑に重なっており解析は容易ではない。解析手法として spherical average method、イオン化率のパワースペクトル、Friend of Friend の 3 つの方法が考えられている (Friedrich et al., 2011)。

(b) 特別な天体：クェーサーや銀河団の周囲では、強いイオン化や加熱の効果を受けて輝度温度は特徴的な分布を持つと考えられている。撮像を行う事によって、それらの周りの特徴的な領域がみつければそのサイズや形から高赤方偏移での天体の振る舞いを特徴づける事ができる (Datta et al., 2012)。

(c) トポロジー：撮像からイオン化領域の分布を利用した、トポジカル測定というものが考えられている。再電離期中のイオン化領域の特徴をとらえる。ミンコフスキー汎関数(イオン化バブルの体積、表面積、平均曲率、オイラー数 χ を得られた領域の中で計算し平均したもの)を情報として扱う。また、イオン化領域の特徴はジーナス $g = 1 - \chi$ として表現される。孤立した領域の数を N_{part} 、それらの領域中のトンネルの数を N_{tunnel} 、穴の数を N_{cavity} とすると χ は次のように書ける (Gleser et al., 2006; Friedrich et al., 2011)。

$$\chi = N_{part} - N_{tunnel} + N_{cavity} \quad (2.15)$$

以上のような方法でイオン化領域を特徴づける事によって、再電離のモデルの制限に繋がると考えられている。ただし、イオン化バブルの時と同様に 21 cm 線のシグナルの中からどのようにしてイオン化領域の情報だけを取り出すかが問題になる。

撮像によるサイエンス

以下では解析の結果、再電離期の物理についてどのような事が分かると期待されているか紹介する。

(1) イオン化領域の膨大なデータから、クェーサーの寿命や光度、IGM 中の中性度に制限が加えられる (Wyithe et al., 2005)。クェーサーの周囲のイオン化領域がただ膨張するだけならばその形は光円錐効果によって卵形となる。観測によって実際の形が分かればクェーサーのイオン化光子の実際の光度が分かる (Geil & Wyithe, 2008)。決まった方向にしか放射を行わない場合、そのイオン化領域は球状でなくなる。そこからクェーサーの持つ異方性が分かり、撮像できた場合、活動銀河核の放射のもつ異方性について初のマッピングとなる。また、再電離期より前の CD にクェーサーが存在していた場合、X 線による加熱によって吸収が起こる領域と放射が起こる領域で 21 cm 線の輝度温度に 200 mK ほどの違いが生じる。これほどの違いがあれば CD のような高赤方偏移宇宙も撮像できる (Alvarez et al., 2010)。

(2) 可視光領域で観測された銀河団周囲のイオン化領域のサイズや形が分かれば、イオン化光子の放射の示す銀河の分布とその分布の **brightest member** の関係を推定できる。そこからまだ観測されていない銀河分布の光度関数に対して制限を加える事ができれば、再電離が起きるためには現在見つかっている銀河の数では足りないという問題の解決に繋がるかもしれない。

(3) パワースペクトルは再電離期のパラメータに感度があるが、それらのパラメータは縮退していて制限が難しい。イオン化領域の形やサイズの情報から、その縮退を解く事ができると期待されている。

(4) 再電離期より以前の CD では、ガスが加熱される事で輝度温度の大きさに 100mK 程度の違いが生じる。この場合、数十 mK のノイズでも撮像する事が可能となる。輝度温度の分布は宇宙の初期の星からの放射と密接に関わっているので、この時代の撮像は初代星の特徴を示す重要な証拠になるだろう。

2.2.6 21cm forest

21cm 線を用いた再電離期探査の一つとして、トモグラフィーやパワースペクトルとは別のアプローチである“21cm forest”がある (Furlanetto & Loeb, 2002; Furlanetto, 2006)。これは、高赤方偏移の電波天体からのスペクトルが、銀河間ガス (IGM) や天体によって吸収を受け、吸収線として観測されることを用いる。すなわち、高密度の中性水素が存在する場所では、電波源からの元々のフラックスは中性水素による吸収線として観測され、吸収線の深さから中性水素の密度や、ガスの温度状態を調べる事ができるのである。吸収の度合いを表す物理量である光学的厚みは式 (2.3) で表される。電波天体自身の持つスペクトルを S_{in} とすると、吸収を受けた後のスペクトル S_{abs} は $S_{abs} = (1 - e^{-\tau_{21cm}})S_{in}$ と表される。

観測されるスペクトル 実際に観測されるスペクトルには、観測機器のノイズが乗ってくる。観測されるビジビリティは

$$V_\nu(\mathbf{u}) = \sum_i^{N_{sources}} I_\nu(\mathbf{s})e^{-2\pi i\mathbf{u}\cdot\mathbf{s}} + n_s \quad (2.16)$$

である。 $\mathbf{u} = (u, v, w)$ はある時刻での基線の座標を表し、 I_ν は観測する電波源の強度、 $\mathbf{s} = (l, m, n)$ は観測方向と電波源の方向の余弦を表している。また、 n_s は付加的なノイズであり、

$$n_s = \frac{1}{\eta_s} \frac{SEFD}{\sqrt{N(N-1)t_{int}\Delta\nu}} \quad (2.17)$$

と表される。 η_s はシステム効率、 $\Delta\nu$ は、バンド幅 t_{int} は積分時間で N はステーションの数である。また、SEFD は system equivalent flux density で、

$$SEFD = \frac{2k_B T_{sys}}{N_{dip} \eta_\alpha A_{eff}} \quad (2.18)$$

である。ここで、 T_{sys} はシステム温度と呼ばれ、電子機器のノイズ+空からのノイズ、 N_{dip} は1つのステーションあたりのダイポールアンテナの数で、 η_α はダイポール効率、 A_{eff} は1つのダイポールアンテナあたりの実効面積を表している。

シミュレーション結果 図 2.17, 2.18, 2.19 に 21cm forest のシミュレーション結果を示す。これらの図は $z=10, 7.6, 14$ の場合での LOFAR、SKA を想定した場合の 21cm 吸収線を電波源のフラックス別で比較している。これらの結果より言えることとして、今回想定した赤方偏移の場合では、LOFAR では強い吸収線を観測する事ができるということである。また、SKA1 のスペックだとノイズの影響が小さく、ノイズも含んだ実際に観測されるフラックス S_{obs} は、 $S_{obs} \sim S_{abs}$ で観測する事が出来る。また、中性水素がより多く残っている高赤方偏移ほど、吸収は強く現れる。

要約および議論

- 背景天体光の吸収線に注目した 21cm forest はトモグラフィーやパワースペクトラムと相補的に再電離期における銀河間ガスの温度状態などの性質を探る事が出来る。
- 現在のシミュレーション結果だと、LOFAR による観測でも吸収線を見る事は可能。ただし、 \sim kHz の振動数分解能が必要。
- 銀河間ガスによる吸収よりも、コラプスした天体による吸収の方が強い吸収を引き起こす。
- そもそも背景天体が高赤方偏移で存在している事が必要条件であり、現在、 $z \sim 4$ で観測されている電波源の数密度をより高赤方偏移に外挿して予想される全天での電波源の数は $8 \times 10^2 - 3 \times 10^4$ 個程度 (図 2.20) (Carilli et al., 2002; Xu et al., 2009)。

2.2.7 HI データを用いた CD と EoR への制限

SKA ではパワースペクトルを用いた解析によって、天体物理学や宇宙論の問題に対して解答を与える事が期待されている。その中でも、特に重要な問いとして以下のことが挙げられる。

- いつ、初代銀河が現れたのか？
- 初代銀河からの紫外光や X 線放射の性質はどのようなものなのか？
- IGM の小規模構造はどうなっているのか？

Simulations: $z = 10$

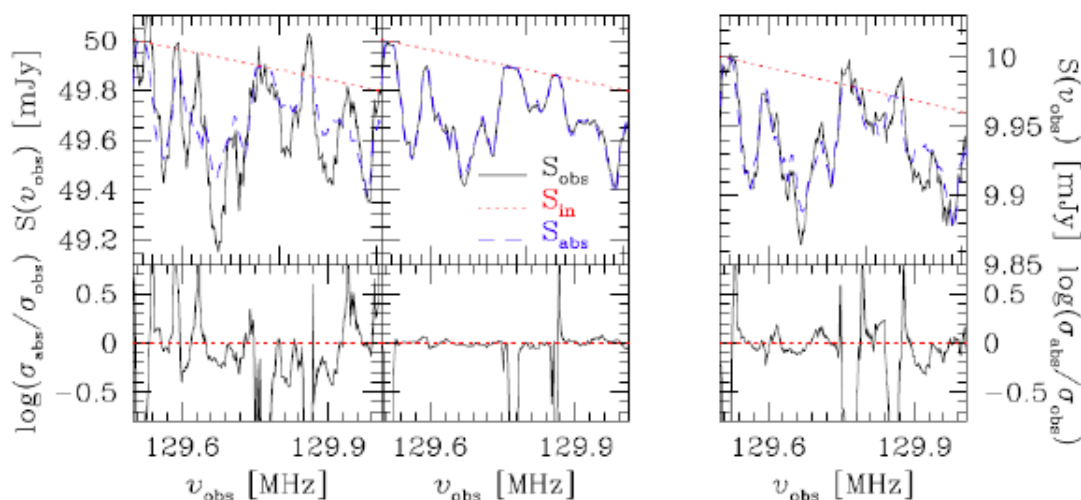


図 2.17: $z=10$ の結果。 S_{in} は電波源本来のスペクトルを表しており、 S_{abs} は 21cm 吸収線のシミュレーション結果を、 S_{obs} は観測によるノイズも乗せた 21cm 吸収線の結果を表している。また、 $\sigma_i = S_i - S_{\text{in}}$ である。左二つのパネルは電波源のフラックスが 50mJy の場合での LOFAR を想定したノイズ (左)、SKA1 を想定したノイズ (右) である。また、右のパネルは SKA1 を想定したときでフラックスが 10mJy の場合の結果である。 $\Delta\nu = 10\text{kHz}$

Simulations: $z = 7.6$

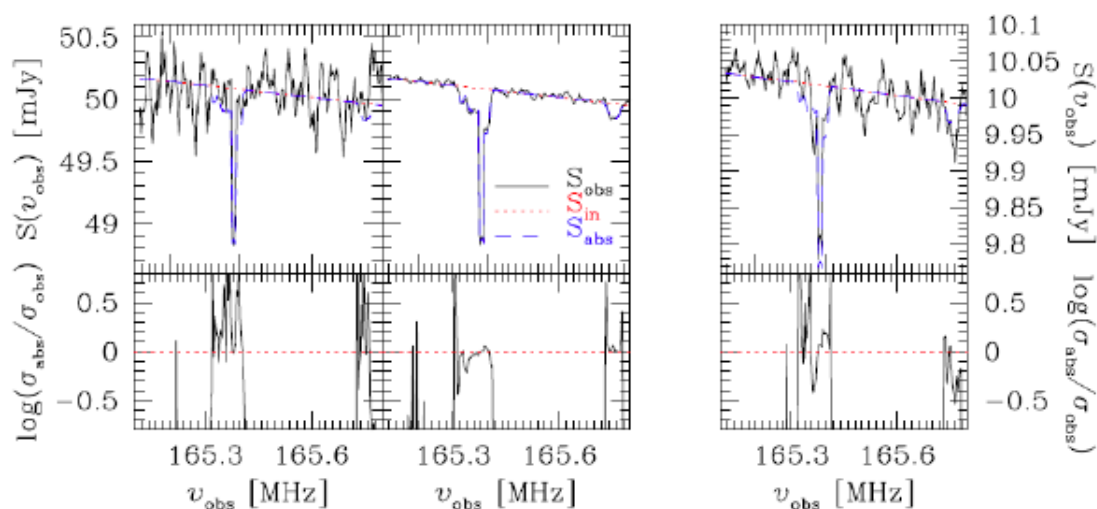


図 2.18: $z=7.6$ でのシミュレーション結果。線の説明は、図 2.17 の場合と同じ。 $\Delta\nu = 5\text{kHz}$

Simulations: $z = 14$

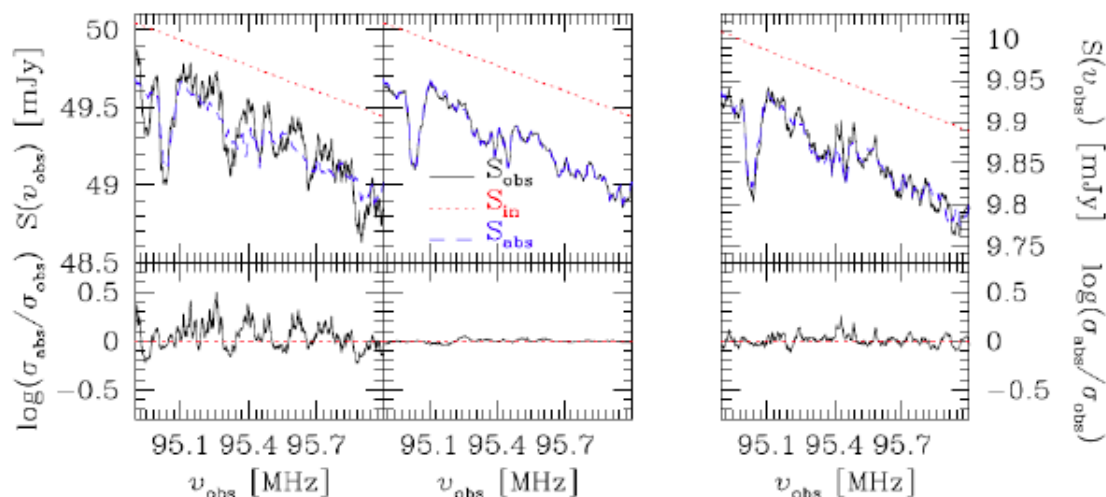


図 2.19: $z=14$ でのシミュレーション結果。線の説明は、図 2.17 の場合と同じ。 $\Delta\nu = 20\text{kHz}$

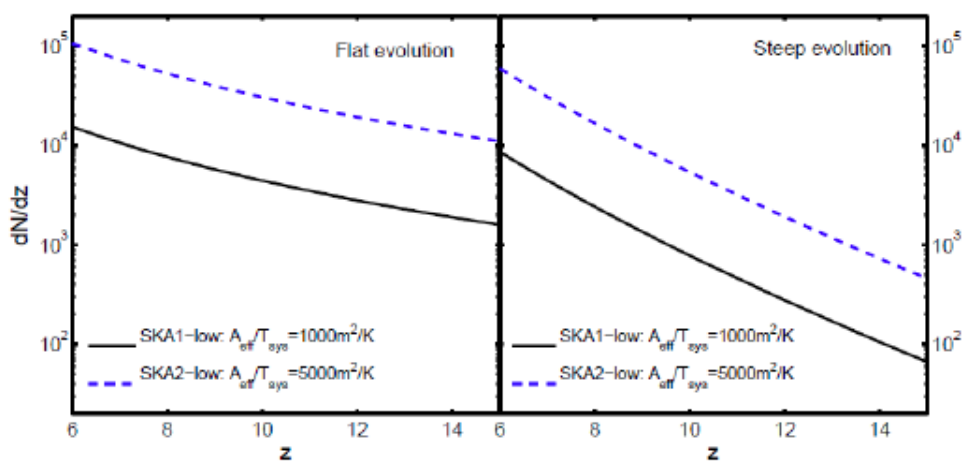


図 2.20: SKA1-low (黒線) と SKA2-low (青点線) での電波源の数密度 (全天観測した場合) の理論予測。左側はクエーサーの個数の赤方偏移進化がなだらかな場合で、右側は高赤方偏移では数密度が小さいが低赤方偏移に行くに連れて数密度が急激に上昇する場合を表している。

分子冷却された銀河

初代銀河は $z > 30$ で、ミニハローと呼ばれる比較的質量の小さいハロー ($M = 10^{6-7} M_{\odot}$) 内で形成される (Haiman et al., 1996; Bromm et al., 2002)。この時期は主に H_2 分子による冷却が効くが、冷却効率が悪く、ミニハロー内での星形成は以下のフィードバック効果による影響を受ける (Haiman et al., 2000; Ricotti et al., 2001; Mesinger et al., 2006)。

- 超新星爆発によるフィードバック
- X 線加熱
- イオン化光子背景場
- H_2 解離放射

また、星形成の後半には Lyman-Werner 背景場がミニハロー内の星形成を阻害する。初代銀河はフィードバック効果によって星形成が阻害されるため、“脆い”銀河ではあるが、初代銀河によって CD が幕を開ける。この時期を 21cm 線を通して探る方法としては、WF カップリング時期を見ることが挙げられる。赤方偏移の関数として 21cm パワースペクトルを見たときに最初に表れる山と谷を見る事によって、初代銀河形成の始まる時期と期間を探る事ができるのである。(図 2.11)

初期銀河の X 線放射の性質

初代銀河からの X 線放射は IGM の温度を CMB 温度よりも高い温度まで上昇させるものと考えられており、IGM のイオン化割合が数 % 程度のとき、X 線放射のエネルギーのほとんどが IGM の加熱につき込まれる。X 線放射はイオン化よりも加熱源として効果的である。しかし、間接的にはではあるが、X 線放射によってジーンズ質量が上がり、光子加熱のフィードバックが遅れることによって再電離を遅らせるという効果もある (Mesinger et al., 2013)。X 線放射と IGM の相互作用はその大きな平均自由行程によって特徴付けられる (式 2.19)。

$$\lambda_X \sim 20 \bar{x}_{\text{HI}}^{-1} \left(\frac{E_X}{300 \text{eV}} \right)^{2.6} \left(\frac{1+z}{10} \right)^{-1} \text{cMpc} \quad (2.19)$$

\bar{x}_{HI} は平均中性水素率であり、 E_X は光子のエネルギーである。この式より、軟 X 線放射 ($E_X \leq \text{keV}$) が IGM と相互作用し、21cm 線の研究と結びつく事が分かる。IGM の加熱による影響は 21cm パワースペクトルの 2 つ目のピークに表れるが、SKA1 ではこの時期の 21cm パワースペクトルは観測可能と予想されている (図 2.11)。

加熱期の 21cm forest

IGM の温度が CMB 温度よりも高温に加熱される以前には、高赤方偏移の背景電波源からの光を IGM が吸収することにより、21 cm 吸収線が観測される。これを Ly α forest とのアナロジーで 21 cm forest と呼ぶ。SKA でもこの 21 cm forest を観測できるかは難しいとされている (Mack & Wyithe, 2012)。最大の問題として挙げられるのは電波を強く発するクェーサーなどの背景電波源が高赤方偏移でも存在するかということである。しかし、暗いクェーサーでも統計的手法を用い

れば、21cm forest の効果を加熱期前の 21cm パワースペクトルの小スケールで見られる可能性がある (Ewall-Wice et al., 2014)。21 cm パワースペクトルの大スケールは X 線を放射する銀河による温度揺らぎが支配的であるが、小スケールでは高赤方偏移の電波を強く発する AGN などが効いてくるので、高赤方偏移の AGN の種族への制限などが期待されている。

EoR ソース

EoR の時期や期間の他に、21cm シグナルは EoR ソース自体についても言及できる。EoR は現在の観測や将来観測の感度限界を下回る矮小銀河によって引き起こされると考えられているが、このような高赤方偏移の矮小銀河内での星形成効率は不定性が大きく、フィードバック過程もよく分かっていない。しかし、フィードバック効果が星形成効率の進化を調整すると考えられており、フィードバックの様子を知る事は EoR ソースを知る上で重要である。これを知る手がかりの一つとして EoR の幾何学的特徴を観測するという方法がある。イオン化を起こしている構造よりも小スケールの EoR の幾何学的特徴を観測する事により、EoR ソースがどのようにハローと結びつき、星形成効率に影響を与えるのかを知る事ができると考えられる。

2.2.8 バリオンとダークマターの相対速度

宇宙の晴れ上がり以降のバリオンの密度ゆらぎの時間発展や熱史は、初代天体（初代星・初代銀河）形成過程において重要な役割を果たす。特に、初代天体からの輻射は、宇宙の再電離を起こし宇宙暗黒時代やその後の天体形成に大きな影響を与えるため、宇宙晴れ上がり以降の構造形成を理論的に理解することは極めて重要である。

近年、宇宙晴れ上がり以降におけるバリオンとダークマターの相対速度が構造形成や天体形成に与える影響が Tseliakhovich & Hirata (2010) によって指摘され注目を集めている。典型的な相対速度は二乗平均で 30km/s 程度となり、晴れ上がり直後の音速 (6km/s) を大きく上回る超音速な相対速度が普遍的に存在する。これまでの理論的な研究では、バリオンとダークマターの相対速度による構造形成に対する影響は 2 次の効果であり、あまり注目されて来なかったが、バリオンとダークマターにこのような大きな相対速度が存在する状況では、初期に相対速度がない場合と比較してダークマターハローの数密度やその内部のバリオンフラクションが小さくなることが Naoz et al. (2012, 2013) の研究で明らかとなり、バリオンとダークマターの相対速度による天体形成に対する影響についての研究が 2010 年以降に盛んになってきている。

バリオンとダークマターの相対速度によって影響を受けるダークマターハローの質量スケールはその時々の Jeans 長や Jeans 質量の時間平均に相当する filtering mass のスケールであり、具体的には主に $10^5 M_{\odot} \sim 10^7 M_{\odot}$ のダークマターハローの形成に影響が出る。このスケールのダークマターハローは初代星や初代銀河に対応し、相対速度のコヒーレンススケールはバリオン音響振動のスケール ($108h^{-1}\text{Mpc}$) とほぼ同じであるため、宇宙再電離期における天体形成や再電離そのものに対して大きなインパクトを与えると予想され、必然的に SKA による中性水素 21cm 線の観測がバリオンとダークマターの相対速度が天体形成に及ぼす影響についての知見を得る強力な手段となる。

宇宙論的な構造形成の数値シミュレーションを用いて、バリオンとダークマターの相対速度が再電離期の天体形成に及ぼす影響を調べる研究が複数の研究グループで行われている (Maio et al., 2011; Naoz et al., 2012, 2013)。図 2.21 は赤方偏移 23 と 19 において形成されたガスクラウドの質

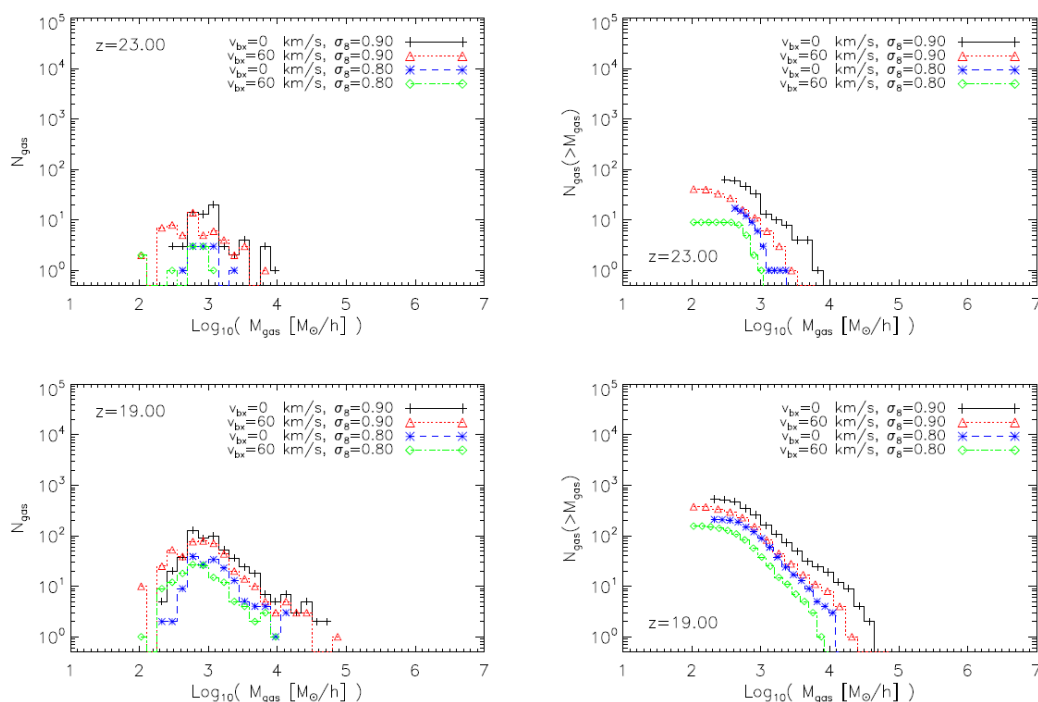


図 2.21: 赤方偏移 23(上段) と 19(下段) におけるガス雲の質量関数。左と右はそれぞれ differential な質量関数と cumulative な質量関数。

量関数を示したもので、速度差の影響としてガスクラウドの質量と数密度が下がる傾向が明確にわかる。速度差が 60 km/s の場合のガスクラウドの質量関数は、 σ_8 を 0.9 から 0.8 に下げた場合と同程度の影響がある。時間が経つと、速度差が小さくなるために速度差の有無による質量関数への影響は小さくなる傾向が見られる。赤方偏移 19 においては、速度差の有無によって質量関数に 2 倍程度の違いが見られたが、赤方偏移 10 では速度差の有無による質量関数への影響はより限定的となり 10% 程度となる。また、一旦ガスクラウド内での星形成が始まると、相対速度の影響は形成される初代天体の形成率・電離光子による再電離・重元素供給などに波及する。相対速度の大きな領域では、星形成率の推移が他の領域よりも遅延し、それに伴って再電離や重元素供給も遅延する (図 2.22)。この結果、相対速度場のコヒーレンススケールで電離度の空間的変動が発生し、21 cm 線放射の空間分布のパワースペクトルに反映されると予想される。

SKA の観測結果を正しく解釈するには、バリオンとダークマターの相対速度による構造形成への影響を定量的に見積もることが必要である。赤方偏移が 20 以上の星形成活動が始まっていない時期の観測には、ガスクラウドに豊富に含まれる H_2 や HD といった分子の回転遷移放射がガスの分布の良いトレーサーとなる。 H_2 の $J = 2 \rightarrow 0$ の回転遷移、HD の $J = 4 \rightarrow 3$ の回転遷移が出す 533 GHz の放射は赤方偏移 35 ~ 40 であれば、14 GHz まで観測できる Phase-1 の SKA-MID で観測可能である。更に 24 GHz まで観測可能である Phase-2 であれば、赤方偏移 20 程度まで観測可能である。また、初代天体が形成され宇宙再電離が進む過程でのバリオンとダークマターの相対速度の影響を観測するには、中性水素の 21 cm 線をトレーサーとして赤方偏移 $6 < z < 20$ の中性水素からの放射を 50 ~ 350 MHz の周波数帯をカバーする SKA-low が最適である。

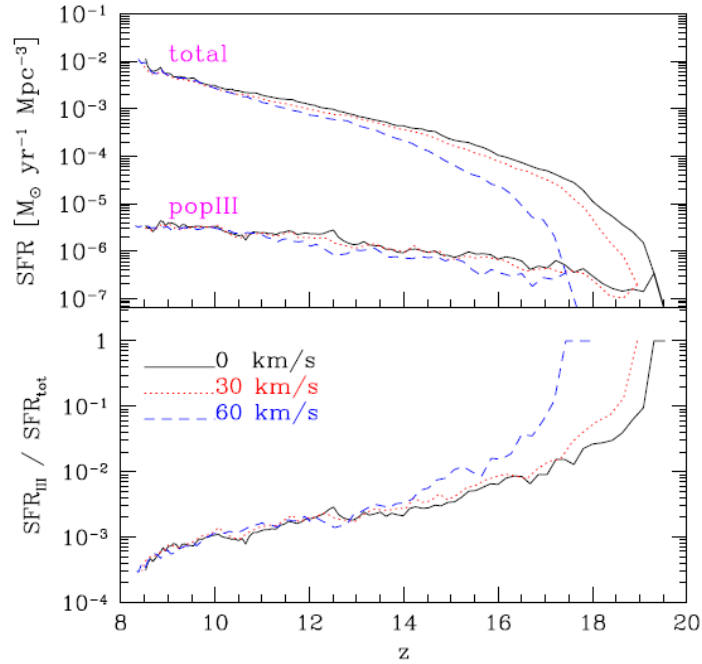


図 2.22: 上段：バリオンとダークマターの相対速度の対する Pop-III と全体の星形成の時間発展。
下段：Pop-III の形成率の全体の星形成率に対する寄与の時間発展。

2.2.9 EoR/Cosmic Dawn 期の宇宙論

近年、WMAP, Planck をはじめとする宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) 温度揺らぎや偏光の観測、また SDSS をはじめとする大規模銀河サーベイによる、宇宙の構成要素や揺らぎの初期条件を与えるインフレーション理論を記述する宇宙論パラメータの精密測定が可能となり、宇宙論は精密科学として確立されてきている。

しかしまだまだ、ダークマター、ダークエネルギーの正体やニュートリノ質量など解決すべき問題が存在する。将来観測におけるこれらの問題解決に対するアプローチとしては、単純には時間、空間的により幅広い観測を行うことである。

SKA は、以上のような現在の宇宙論における問題解決にとって非常に重要な位置を占めている。これまで観測したことのない、時間的には高赤方偏移宇宙の情報を与えてくれるだろうし、空間的にはより小さなスケールまで観測できるからである。

密度揺らぎの情報を用いた宇宙論パラメータへの制限 SKA は、21cm 輝度温度 (21cm シグナル) を密度場の追跡子 (トレーサー) として使い、宇宙論パラメータに対して制限を与えることが出来る。

この輝度温度は、スピン温度、中性水素の割合と密度場に依存する。特にスピン温度が CMB 温度に比べて非常に高い場合、CMB 温度からみた輝度温度は、おおよそ

$$\delta T_B = (1 + \delta)x_H \times \dots \quad (2.20)$$

と書ける。 x_H が中性水素の割合で、 δ が物質の密度場を表す (Furlanetto et al., 2006)。特に $x_H = 1$ の場合には δT_B は、密度場の無バイアス追跡子となる。このような非常に理想化された状況での

パラメータ決定精度は、SKA0 (SKA1 の半分のアンテナの数) で $z = 7, 7.5, 8$ での輝度温度を観測した場合、Planck とほぼ同程度、SKA2 (SKA1 の 4 倍のアンテナの数) では、特に小スケールの情報をより精密に測定することが可能となるので、例えば初期揺らぎパワースペクトルのスペクトル指数の変化 (running spectral index) やニュートリノ質量の決定精度が Planck に比べファクター 3 程度改善する (Pritchard & Pierpaoli, 2008; Barger et al., 2009; Adshead et al., 2011)。

「宇宙論的要素」と「宇宙物理的要素」の分離 しかし実際には、このような理想的な状況にはなっておらず、観測される赤方偏移でのガス温度などさまざまな宇宙物理的要素が δT_B には混入してくる。宇宙論とこの宇宙物理的要素を完全に分離するためには、宇宙物理的效果に対する理論モデルの構築がまず考えられる (Mao et al., 2008)。もうひとつは、 δT_B のパワースペクトルにおける赤方偏移歪みを用いることである。この赤方偏移歪みは、ドップラーシフトに起因するが観測的にはパワースペクトルを角度依存性で展開した際に高次モーメントとして与えられる。特にヘキサデカポールは宇宙物理的效果が入らない密度場のよい追跡子として考えられ、この高次モーメントの観測も重要と考えられる (McQuinn et al., 2006; Mao et al., 2008)。

銀河間ガス温度の情報を用いた新物理の探査 密度場の追跡子として上では 21cm シグナルを考えてきたが、先にも述べたように 21 cm シグナルは、宇宙のイオン化率や銀河間ガス (inter galactic medium (IGM)) の温度にも依存する。標準宇宙モデルにおける構造形成シナリオに基づいた、イオン化率や IGM の状態の時間変化に加えて、さらにこれらの進化が変更を受けるような新たなシナリオがあれば、21 cm シグナルの観測は高赤方偏移宇宙における新たな物理への制限を与えるものとして重要である。

まずそのような候補として、暗黒物質の性質が上げられる。標準的な冷たい暗黒物質 (CDM) モデルとは異なり、質量が比較的軽いようないわゆる暖かい暗黒物質 (Warm Dark Matter (WDM)) がしばしば議論されている。この WDM モデルでは、小スケール構造の形成が抑制され、銀河形成が標準的な冷たい暗黒物質の場合より遅くなる。結果として、21 cm シグナルにおいて、宇宙物理的要素が影響を与える時期が変更を受けるので観測からこの WDM シナリオに制限を与えることができる期待される (Sitwell et al., 2014)。

また暗黒物質の対消滅や崩壊を考えると、それは IGM を暖める効果として働き、IGM 温度の時間進化の様子が標準モデルとは異なってくる。このような IGM 温度の時間変化を通じた新たなモデルへの制限にとっても 21cm シグナルは有効である (Evoli et al., 2014)。

他にも、初期磁場や、原始ブラックホールなどの「変わった特性を持った物質」に対する制限としても SKA による 21cm 観測は重要であると考えられる (Shiraishi et al., 2014)。

バルクフロー 詳細は“Bulk flows and the end of dark ages”で触れるが、baryon と暗黒物質の間の速度場の違いが構造形成に影響を与えることが、指摘されている (Tseliakhovich & Hirata, 2010)。この相対速度の影響としては、小スケールの構造形成の抑制などが考えられる。この効果は、21 cm シグナルで探る高赤方偏移宇宙で顕著であるので、SKA で探る新たな宇宙論的效果として議論されている。

その他

- 初期非ガウス性

初期曲率揺らぎの統計分布は、揺らぎの種となるスカラー場の相互作用や場の揺らぎを曲率揺らぎへと転換する際の非線形効果によりガウス分布からわずかにずれる可能性があることが指摘されている。このような場合、非常に大きなスケールでの銀河分布が影響を受けてガウス分布の時とは異なるパワースペクトルの振る舞いが見られる。宇宙再電離期の 21cm シグナルには、イオン化率の情報が入っているが、このイオン化率が空間分布している場合、21cm 輝度温度のパワースペクトルは、その分布に依存する。銀河分布と同じように、このイオン化率の分布にも初期揺らぎの非ガウス性は影響を与えるので、SKA などにより初期揺らぎの非ガウス性に制限を与えることが出来る。Planck による CMB 観測で得られているこの非ガウス性に対する制限と同程度の制限を与えると期待されている (Joudaki et al., 2011)。

- 宇宙論的重力レンズ効果

高赤方偏移で発せられた 21cm シグナルは我々に届くまでに宇宙大規模構造を通過して行くのでその重力場の影響によってレンズ効果を受ける。このレンズ効果を抽出できれば、あらたな宇宙大規模構造の probe として期待できる。SKA では十分測定可能であると考えられている (Zahn & Zaldarriaga, 2006; Benton Metcalf & White, 2006)。

まとめ SKA (SKA-Low) は、赤方偏移を受けた中性水素の 21cm 線シグナルを捉えることで $z = 6 - 27$ という高赤方偏移宇宙の姿を明らかにすると期待されている。この観測により、これまでの宇宙論パラメータの決定精度が向上するだけでなく、暗黒物質の性質など新たな物理に観測的に迫ることができると期待されている。

2.2.10 宇宙論的観測と中性水素 21 cm 線の相互相関

SKA 計画において、Cosmic Dawn (CD) や Epoch of Reionization (EoR) 起源の宇宙論的な中性水素 21 cm 線の検出は重要なキーサイエンスの一つである。しかしながら、その観測波長帯は天の川銀河や近傍銀河にある強い電波源、地球の電離層の影響、そしてラジオ波の干渉などにより決して理想的な観測条件とは言えない。すなわち、宇宙論的 21 cm のシグナルはこれら”ノイズ”に埋もれてしまい、その検出は困難を極める。このような困難さを回避する方法の一つとして、他の観測との相互相関が挙げられる。二つの独立な観測（もしくは波長）の相互相関をとれば、それぞれのシステムティックなノイズはお互い打ち消し合い、ノイズに埋もれていたシグナルの検出が可能となる。

CD や EoR 起源のシグナルを取り出す事を目的とした時、宇宙論的 21 cm 線と相互相関を取る有力な観測として、宇宙マイクロ波背景放射 (CMB)、高赤方偏移の銀河探査、そして、近赤外線背景放射 (NIRB) が挙げられる。この章では、これらの観測と CD や EoR との関連性、そして、宇宙論的 21 cm 線と相互相関をとる事によって、どのような CD や EoR に関する情報にアクセス出来るかについてレビューをする。

CMB との相互相関

CMB 温度ゆらぎの精密観測により、我々は宇宙の様々な情報にアクセスできる。それは、宇宙再イオン化プロセスも例外ではない。CMB 光子は、自由電子との散乱の際、ドップラーシフトを受ける (Zel'dovich & Suyaev, 1969)。EoR 期には自由電子数が莫大に増えるため、このドップラー

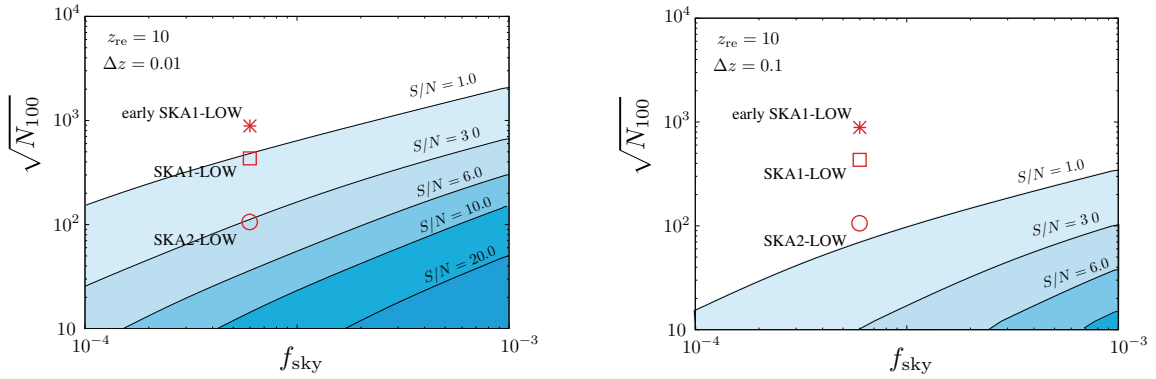


図 2.23: 再イオン化モデル毎の 21 cm と CMB の相互相関の S/N 比。横軸は 21 cm 線観測の sky fraction、縦軸は多重極 $\ell = 100$ で規格化された観測のノイズパワー (ノイズの角度パワースペクトル $N(\ell)$ は $N(\ell) = N_{100}(\ell/100)^2$ で与えられる)。左パネルでは $\Delta z = 0.01$ 。右パネルでは $\Delta z = 0.1$ 。両パネルとも $z_{\text{re}} = 10$ であり、観測周波数は $z = 10$ に対応する。

シフトが EoR 期起源の温度ゆらぎが生じるメカニズムとなる。このことから、CMB の温度ゆらぎには、EoR 期の自由電子の数密度 (イオン化度も含む) とその (熱運動もしくはバルク運動) の速度の進化史が埋め込まれていると言える。大まかに言えば、大スケールの温度ゆらぎには宇宙平均のイオン化度が、小スケールではイオン化バブルによって作られる局所的なイオン化度がそれぞれ密接に関わってくる (詳しいレビューとして、例えば Aghanim et al. (2008) を見よ)。

しかしながら、EoR 期に生成される温度ゆらぎは温度ゆらぎ全体で言えば小さく、他の起源の温度ゆらぎの成分に埋もれている。この埋もれたシグナルを浮かび上がらせる方法の一つが、21 cm 線と CMB の相互相関である。したがって、各々の自己相関では埋もれてしまっている EoR の情報にアクセスできる可能性もあることから、この相互相関の物理の理解のために、解析的、数値計算的の両方の面から多くの研究がなされている (Salvaterra et al., 2005; Adshead & Furlanetto, 2008; Cooray, 2004; Alvarez et al., 2006; Slosar et al., 2007; Tashiro et al., 2010; Jelić et al., 2010; Tashiro et al., 2011)。その結果、大きなスケールでの相互相関シグナルの大きさは、宇宙平均的なイオン化のスピードに依存することが示された。イオン化が急激に進むほど、そのシグナルの大きさは大きくなるのである。図 2.23 は Tashiro et al. (2010) に基づいて、再イオン化モデル毎の Signal-Noise ratio (S/N) を表したものである。横軸は観測の sky fraction、縦軸は 21 cm 線観測の規格化されたノイズパワーである。この図では、CMB 温度ゆらぎの観測として、Planck 衛星の感度を採用しており、宇宙の平均イオン化度の進化のモデルとして、

$$x_e(z) = \frac{1}{1 + \exp[(z - z_{\text{re}})/\Delta z]}, \quad (2.21)$$

を採用している。このモデルでは、 Δz が小さいほどイオン化が急激に進む。そのため、相互相関のシグナルも大きくなるので、S/N は小さい Δz ほど大きくなる。現在計画されている各 SKA のデザインは赤点で示されている。したがって、SKA での相互相関のシグナルの検出、未検出により再イオン化プロセスについて制限を与える可能性があることがわかる。

高赤方偏移銀河との相互相関

銀河は密度ゆらぎのトレーサーであると同時に、有力な宇宙再イオン化源の一つとして考えられている。そのため、宇宙論的 21 cm 線のシグナルの強さと銀河の数密度との相互相関は、宇宙

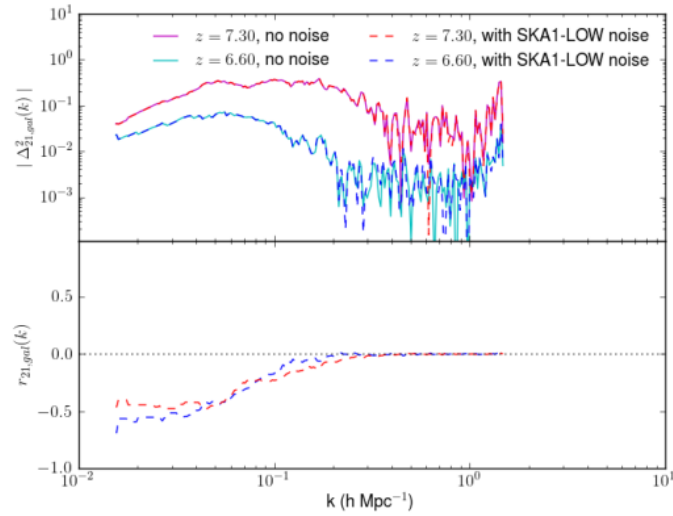


図 2.24: 21 cm 線と銀河の相互相関の無次元化されたパワースペクトル（上パネル）とその相関係数（下パネル）。ここで相関係数 r は、銀河と 21 cm 線の無次元パワースペクトル、 $\Delta^2(k)_{\text{halo}}$ と $\Delta^2(k)_{21}$ を用いて、 $r = \Delta^2(k)_{21, \text{halo}} / \Delta^2(k)_{\text{halo}} \Delta^2(k)_{21}$ 。

のイオン化度に応じて、すこし複雑な様相を示す (Lidz et al., 2009; Wiersma et al., 2013)。

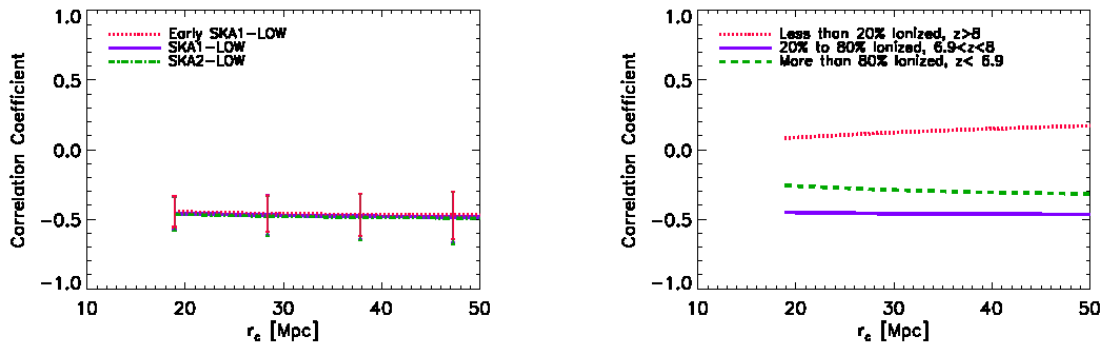


図 2.25: 近赤外と 21 cm 相互相関係数への SKA の感度（左パネル）とイオン化率（赤方偏移）依存性（右パネル）。

宇宙再イオン化前、もしくはその初期には、宇宙論的 21 cm 線のシグナルの大きさは密度ゆらぎの大きさに比例する。銀河の数密度もまた密度ゆらぎの大きさに比例するため、両者の相互相関は正相関として現れる。宇宙の再イオン化が進むと、宇宙論的 21 cm 線のシグナルの大きさは中性水素がどれほどイオン化されずに残されているかに依存する。銀河はイオン化光子の供給源となりえるので、当然、銀河の数密度が多いところでは、多くの水素がイオン化されることになる。そのため、イオン化されている領域（イオン化バブル）は、21 cm 線と銀河の相互相関においては、負の相関として現れる。したがって、負の相関の現れるスケールの赤方偏移に対する進化より、イオン化バブルの成長を見る事ができる。

図 2.24 は再イオン化のシミュレーションより得られた EoR 期の相互相関のパワースペクトルを

示している (Wiersma et al., 2013)。図の下パネルをみると $z = 9$ で $k \sim 0.3 - 0.4 h\text{Mpc}^{-1}$ で現れている反相関が再イオン化が進むにつれて大きなスケールに移動している。したがって、高赤方偏移銀河と 21 cm 線の相互相関をとれば、それぞれの赤方偏移での典型的なバブルサイズにアクセスできる可能性がある事がわかる。

NIRB との相互相関

宇宙初期の銀河や星々は、宇宙再イオン化のための有効なイオン化光子供給源である。したがって、高赤方偏移の星形成史を理解する事は、宇宙再イオン化史への理解へとつながる。現在の観測に依れば、宇宙の再イオン化のためには現在観測されている銀河や星々よりもさらに多くの暗くて観測されていない銀河や星が必要であることが明らかにされた。これらの星は可視光では観測するには暗くても、赤方偏移の結果、近赤外線背景放射の一部として輝いていることが期待されている。そのため、近赤外線の背景放射の観測は、宇宙初期の星の形成率やその分布の理解の重要なキーである (関連レビューとして、例えば Kashlinsky (2005) を見よ)。

すでに何度も述べているように、EoR からの宇宙論的 21 cm 線のシグナルの強さは、中性水素の密度に依存している。すなわち、そのシグナルの強い領域は星や銀河が少なく、水素がイオン化されずに取り残されている領域である。当然、その領域は星や銀河が少ないので、近赤外線で見ると暗い。逆に言えば、近赤外線みて明るい領域は、イオン化光子供給源である銀河や星が多い領域なので、宇宙論的 21 cm 線のシグナルは弱くなる。つまり、宇宙論的 21 cm 線と NIRB の強さは反相関の関係にある (Fernandez et al., 2014)。

Fernandez et al. (2014) は宇宙初期の銀河による再イオン化のシミュレーションを行い、宇宙論的 21 cm 線と NIRB の相互相関を求めた。図 2.25 の左パネルが示すように、再イオン化の進行とともに反相関のシグナルは大きくなり、宇宙の大半が再イオン化されるとそのシグナルは小さくなっていく。図 2.25 の右パネルは $6 < z < 30$ からの NIRB と $6.4 < z < 11.1$ からの 21 cm 線との相互相関を表している。この図のエラーバーは LOFAR の感度に基づいたものであり、SKA では更に小さいエラーバーが期待されている。

2.2.11 平均シグナル

赤方偏移した 21cm 線を全天に亘って観測することにより、平均的な宇宙の熱史を知ることができると期待されている。特に再イオン化のシグナル (Lyman- α 線・X 線の効き始めと光量、再電離の開始時期と期間、標準モデルを越えた加熱源の有無) は SKA-low (40GHz-200MHz)、晴れ上がり時の再結合線は SKA-mid でのターゲットとなっている。

全天の観測については、SKA のような大規模な干渉計システムは原理的には必要ではなく、既に systematic dominated な観測になっており、実際に CoRE, EDGES, LEDA, DARE, SARAS, SCI-HI, ZEBRA などの観測が実施・計画されている。最新の観測の一例として SCI-HI による結果を示す (Voytek et al., 2014)。図 (2.26) の緑色によるデータが Global Sky Model (de Oliveira-Costa et al., 2008) によって前景放射を推定し差し引いた結果のパワーであり、線は再イオン化シグナルのモデル計算 (3 種類) である。ここでの主な系統誤差は前景放射の差し引きの残差およびアンテナシステムの自己無線周波妨害 (RFI) であると議論されている (Voytek et al., 2014)。

さて、ではなぜ干渉計システムである SKA の望遠鏡で天の平均的なシグナルが観測対象となるのだろうか？これについては干渉計システムを干渉計として用いず観測する利点として以下のよ

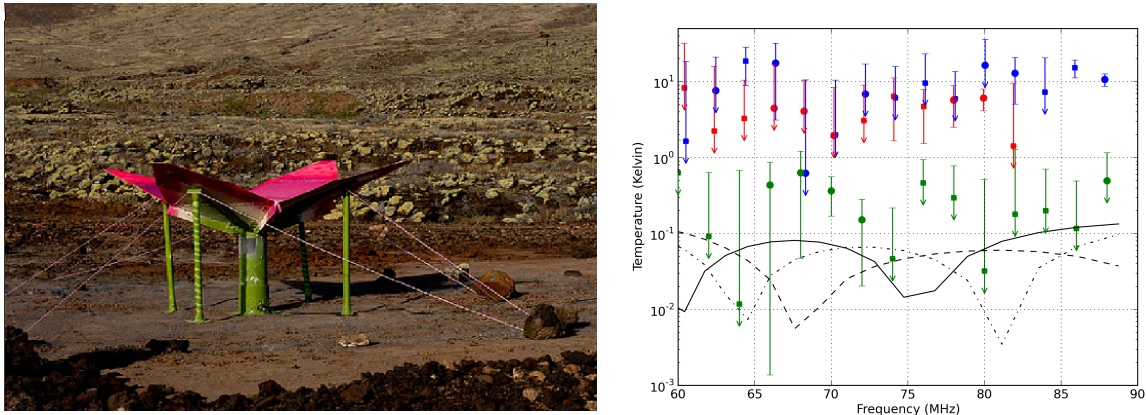


図 2.26: Sonda Cosmologica de las Islas para la Deteccion de Hidrogeno Neutro (SCI-HI) による観測例 (Voytek et al., 2014)。

うな議論がある。

- 全天シグナル観測の最大の系統誤差はモードカップリング（周波数毎のビームの違いによって空間方向の揺らぎが周波数方向の揺らぎと混ざる）であり、これを取り除く手法として SKA の干渉計モードが有効。
- 干渉計システムによる詳細観測を行うターゲット赤方偏移をまず平均シグナルから探る。
- 温度のゼロ点を測る（干渉計モードで得られたパワースペクトルは吸収によるものなのか、放射なのか）。

SKA をどのように用いるかについては大きく分けて二通りが考えられている。すなわち、直径 35 m の station を一つの望遠鏡として用いる方法で、視野が 5×5 平方度と比較的狭くなるため前景放射の差し引きはしやすくなるが、モードカップリングが複雑になる。または station にある一つのアンテナだけを望遠鏡として用いる方法で、この場合はモードカップリングは減るものの、視野が 90×90 平方度と広くなり前景放射の差し引きは難しくなる。

また、干渉計は一般に全天の平均 signal には感度がないが、食を起こしている天体（例えば月）があれば、のっぺりした全天シグナルに空間的な構造が生じることになり観測が可能となる。特に、月はほぼ一様な 230K の黒体輻射だと期待されているので、これを基準に全天シグナルを測ることができる。実際 LOFAR による実験により、問題になると思われていた地球の RFI 反射波は長基線 ($\gtrsim 100\lambda$) 観測によりモデル化し差し引けそうであること、SKA 程度の filling factor があれば数日の観測時間で検出可能であることが明らかにされている。

2.3 日本が狙うサイエンス

この章では、これまで日本が行ってきた研究について、特に近年のものについて紹介する。

2.3.1 中性水素 21cm 線と他のシグナルとの相互相関

宇宙再電離期中性水素由来の 21cm 線観測はパワースペクトルによる解析が主であるが、前景放射や観測上の系統誤差の影響が大きく、検出が非常に難しい。現在、前景放射の除去手法の開発や EoR window による軽減が試みられているが、いまだに 21cm 線の揺らぎの観測には至っていない。こうした観測的困難を軽減するための相補的な手法として、21cm 線と銀河など他の観測量との相互相関が有効である。独立した観測の相互相関を取れば、前景放射や観測上の系統誤差は打ち消され、統計的揺らぎとして統計誤差に寄与する。この統計誤差は独立なサンプルを増やすことで軽減できる。実際に、宇宙再電離期より近傍 ($z \sim 0.8$) の 21cm 線は再電離期の 21cm 線と同様の観測的困難があるが、銀河分布との相互相関として揺らぎの検出がなされており、相互相関が非常に有望な手法であることがわかっている。また、相互相関による解析は観測的困難の軽減だけでなく、銀河や 21cm 線の進化を調べる上でも有用であり、国際 SKA サイエンスワーキンググループも相互相関に注目している。これまで提案されてきている相互相関の候補として、遠方の銀河、宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) 温度分布、lensing convergence map、NIRB、X 線、OIII 輝線銀河などが上がっている。

SKA-JP の再電離班ではこの相互相関に注目し、これまでに 21cm 線とライマンアルファ輝線銀河 (Lyman- α emitter, 以下 LAE) や CMB との相互相関に関連した研究を進めてきた。以下では、SKA-JP 再電離班の進めてきた研究を紹介し、今後の方針を示す。

21cm-LAE

宇宙再電離期において、高赤方偏移銀河である LAE は有力な電離源の 1 つであると考えられている。LAE などの銀河は周囲の銀河間物質である中性水素を電離する。そのため、LAE の周囲には大きな電離領域が存在していると期待される。また、仮に LAE が再電離に大きく寄与しなかったとしても、Lyman- α 光子は吸収断面積が非常に大きいため、LAE が観測される領域は電離されていると考えられる。一方、21cm 線のシグナルは中性水素の分布を反映しており、電離領域では暗くなる。そのため、21cm 線シグナルと LAE 数密度の相互相関は負の相関を持つ。この相互相関の大きさや相関が現れるスケールの赤方偏移進化は、再電離のプロセスや電離源の種類に依存するので、相互相関は再電離期の星形成などを探る上で有用な観測量である。

再電離班の久保田らによる研究 Kubota et al. (2018) では、21cm 線のシグナルと高赤方偏移銀河である LAE の間の Cross Power Spectrum (CPS) に焦点を当て、その観測可能性を見積もった。21cm 線輝度温度と LAE 分布は大規模輻射流体力学シミュレーション Hasegawa et al. (2016) に基づいたモデルと輻射計算により計算した。21cm 線は MWA および SKA1-low で 1000 時間観測することを想定する。LAE はすばる望遠鏡の Hyper Suprime-Cam (HSC) で観測し、Prime Focus Spectrograph (PFS) による分光観測を行う場合と行わない場合を想定する。このときの CPS と MWA-HSC および SKA-HSC 観測の感度を比較し、21cm-LAE CPS の検出可能性について議論した。その際に使用した CPS のエラーは

$$\sigma_A(k) \propto \sqrt{P_{21,\text{gal}}^2 + P_{21}P_{\text{gal}} + P_{21}\sigma_g + \sigma_N P_{\text{gal}} + \sigma_N \sigma_g} \quad (2.22)$$

で与えられる。 σ_A は 21cm-LAE CPS のエラーを表し、 $P_{21,\text{gal}}$ 、 P_{21} 、 P_{gal} はそれぞれ 21cm-LAE CPS、21cm 線パワースペクトル、LAE 数密度パワースペクトル、 σ_N は 21cm 線観測に伴う熱雑音、 σ_g は LAE 観測に伴うショットノイズを表す。

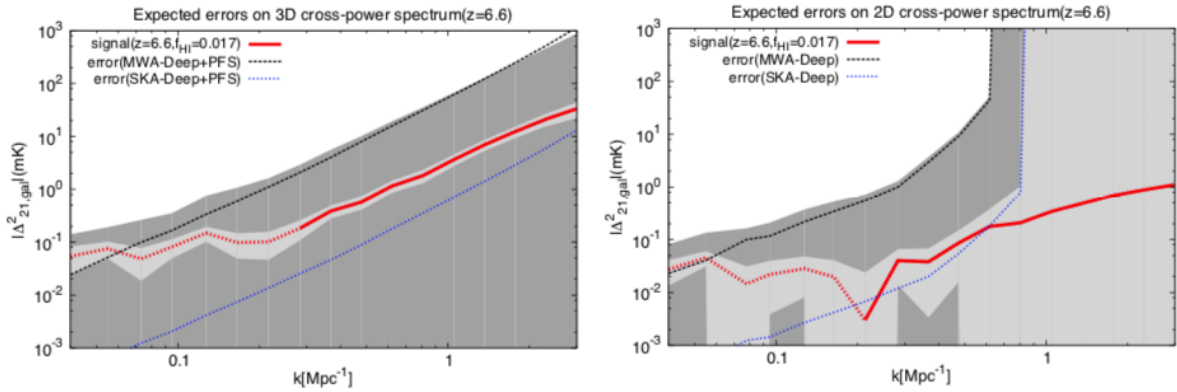


図 2.27: $z = 6.6$ における、PFS による分光あり (左) と分光なし (右) のときの 21cm-LAE CPS 検出可能性の変化を示した図。赤線は無次元 21cm-LAE CPS で、実線は正の値、点線は負の値を示す。黒の点線と青の点線は、それぞれ MWA-HSC および SKA-HSC 観測を想定した場合の熱雑音とショットノイズの影響、グラフの濃い影と薄い影はそれぞれ MWA-HSC および SKA-HSC 観測の全エラーを示す。分光なしの感度計算の際には、 $k_{\parallel} = 0$ とした。 f_{HI} は中性率を示す。

図 2.27 では 21cm-LAE CPS のシグナルと感度の比較を行った。右図からわかるように、PFS による LAE の分光観測がない場合、LAE の赤方偏移エラーが大きく、小スケールで CPS のエラーが大きくなる。そのため、特に小スケールで、SKA1-low でも検出は容易ではなく、大スケール ($k \leq 0.1 \text{Mpc}^{-1}$) においてのみ検出可能である。左図からわかるように、PFS による分光を行うことで、全スケールで CPS を検出可能であることがわかる。これは PFS 観測によって小スケールにおける σ_g の急激な増加を抑えることができ、21cm-LAE CPS のエラーが小さくなるためである。一方、MWA 観測の場合は熱雑音の影響で、PFS の有無にかかわらず、感度の良い大スケールでも検出は難しい。

ただし、観測可能性は再電離のモデルに強く依存する。図 2.28 は、図 2.27 で用いた再電離モデル (mid) より再電離の終わりが早いモデル (early) と再電離の終わりが遅いモデル (late) における 21cm-LAE CPS の検出可能性を示している。3つのモデルにおける CPS を比較すると、特に大ス

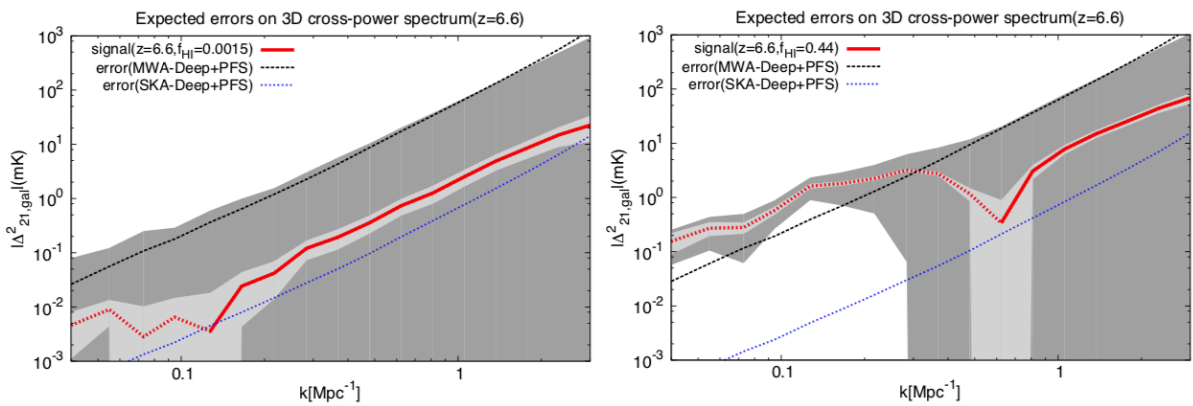


図 2.28: 図 2.27 と同じ ($z = 6.6$ において PFS による分光を用いた場合の 21cm-LAE CPS) であるが、用いた再電離モデルが、early model(左) と late model(右) である。

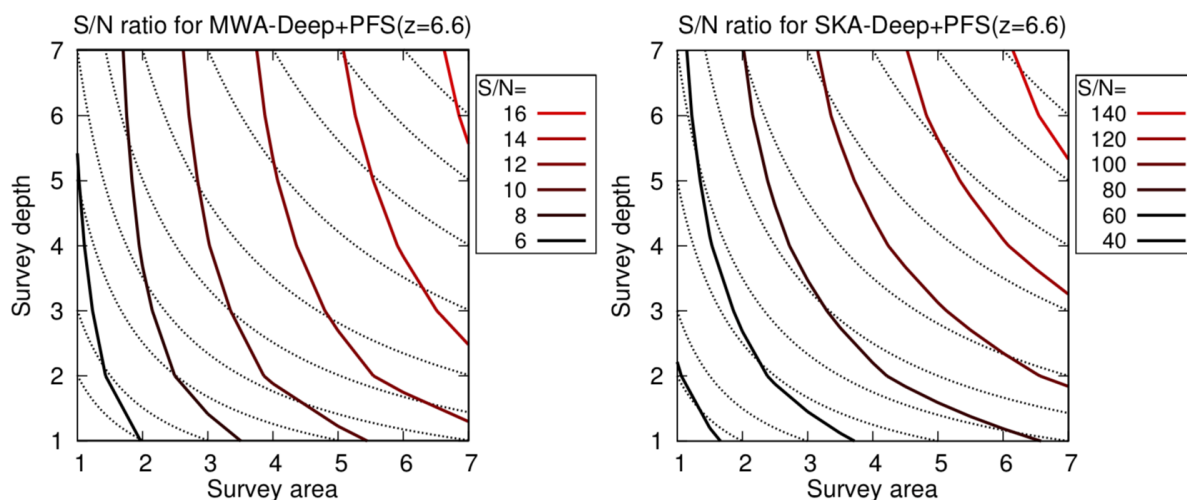


図 2.29: HSC でより広い観測および深い観測をしたときの 21cm-LAE CPS の S/N 比。late model において PFS による分光を用いたときの SKA-HSC 観測を想定している。横軸は観測領域の広さ、縦軸は観測領域の深さを表し、両軸ともに基準の値の何倍であるかを示す。また、点線は同じ観測時間であるところを示す。

ケール ($k \leq 0.3$) において、early < mid < late の順で強くなる。特に late モデルでは MWA の観測でも大スケールでの検出が可能である。

CPS のターンオーバースケール (値の正負が入れ替わる波数 k_{turn}) は、電離領域の典型的な大きさを与えると予想されている。図 2.27 と図 2.28 を見ると、SKA1-low の観測と HSC-PFS 観測を組み合わせることで高い精度で k_{turn} を測定可能であることがわかる。

CPS への感度は LAE 観測の深さや広さを変えることでさらに向上可能である。図 2.29 は、late モデルの場合の S/N 比の観測領域と観測の深さへの依存性を示している。この図から、より深い観測をするより、観測領域を広げたほうが効率よく S/N 比が増加するという特徴が見られる。これは、より深い観測では σ_g のみを小さくする一方で、観測領域を広げた場合は独立なサンプルを増やすことでエラー全体を軽減可能なためである。ただし、LAE の観測領域が SKA1low の視野より広がったり、離れた複数の領域を観測している場合は、必要な 21cm 線観測時間も増える点に注意したい。

久保田らの研究によって、MWA や SKA1low の 21cm 線観測と HSC-PFS の LAE 観測を組み合わせることで 21cm-LAE CPS の検出が可能であることが示された。吉浦らの研究 Yoshiura et al. (2018) では、この研究の発展として、21cm 線観測の前景放射を考慮した場合の検出可能性について調査した。より現実的な MWA の観測を想定するために、OSKAR の観測シミュレーション Mort et al. (2010) を用いてビジビリティのモデルを元に感度や前景放射の影響を計算した。前景放射には MWA の GLEAM 観測 Hurley-Walker et al. (2017) に基づく点源のカタログと銀河系放射の解析モデルを用いた。前景放射への対策として、前景除去ではなく EoR window による前景放射の寄与の軽減を試みる。EoR window は前景放射が周波数に関して滑らかであることを利用する。周波数方向のフーリエモード (k_{para}) の小スケールにおいて前景放射の影響が軽減されるので、そのスケールのモードを使って 21cm 線を検出しようとする手法である。周波数方向へのフーリエ変換を前提としているので、LAE の詳細な位置を特定する必要があり、PFS による LAE の追観測を想定した。前景放射はノイズへ寄与し、独立なサンプルを増やすことで影響を減らすことが可能であ

る。ただし、LAE 観測の観測領域によりサンプル数は限定されるので、前景除去も必要になる。この研究で、MWA と HSC-PFS 観測を組み合わせた場合、CPS 検出のために銀河系と系外電波源由来の前景放射をそれぞれ 80% と 99% 除去する必要があることがわかった。ただし、このレベルの前景放射除去はすでに MWA の先行研究で達成されているので、将来の MWA Phase II や SKA による観測と HSC-PFS 観測を組み合わせることで CPS は十分に検出可能である。

21cm-CMB

宇宙再電離期の間には電離バブルによって CMB 光子は散乱を受ける。電離バブルが視線方向に運動していた場合に、散乱された CMB 光子も電離バブルの持つ速度によってドップラー効果を受けるため、温度が変化して非等方性が生じる。一方で、21cm 線の輝度温度の空間分布は再電離期当時のバブルの分布を反映しているため、21cm 線と CMB の温度マップは相関を持つ。ただし、CMB 温度マップに生じるドップラー効果による揺らぎは二次的な揺らぎであり、相関係数が低いため、相互相関の検出は容易ではない。また、SKA-JP 再電離班の田代らの研究 Tashiro et al. (2010) では CMB と 21cm 線の相互相関に関して議論しており、SKA によって再電離期の進化のモデルが制限できる可能性を示している。

角度相互パワースペクトル (CPS) は次の式で与えられる、 $\langle a_{lm}^{21} a_{l'm'}^{\text{CMB},*} \rangle = \delta_{ll'} \delta_{mm'} \langle C_l^{21, \text{CMB}} \rangle$ 。ここで、 a_{lm} は 21cm 線か CMB の球面調和展開係数、 $\delta_{ll'}$ はデルタ関数、 $\langle \rangle$ は l, m に関してのアンサンプル平均を表す。

前景放射や 21cm 線観測の観測誤差は CMB 温度分布と相関を持たないものの、統計的揺らぎの分散としてエラーを作る。その CPS のエラーは次の式で与えられる。

$$\Delta C_l^2 = \frac{1}{(2l+1)f_{\text{sky}}\Delta l} \left[\left(C_l^{21, \text{CMB}} \right)^2 + (C_l^{21} + N_l^{21} + C_l^{\text{FG}}) (C_l^{\text{CMB}} + N_l^{\text{CMB}}) \right]. \quad (2.23)$$

エラーは前景放射や 21cm 観測の熱雑音の和の 1/2 乗に比例する。ここで、 Δl は l のビンの大きさ、 f_{sky} は使用した空の割合であり、より多くの標本を取ることでエラーを軽減することができる。21cm-CMB 相互相関は微弱なため、観測領域をできるだけ広くし、見たいモードのサンプルを増やす必要がある。

SKA-JP 再電離班の吉浦、市來、高橋、田代と MWA グループの Pindor 氏、Trott 氏による研究 Yoshiura et al. (2019) では、将来の SKA による 21cm-CMB 温度マップとの相互相関に備え、21cm-CMB 相互相関解析に伴う、前景放射・系統誤差の調査を現行の望遠鏡のデータを用いて行った。21cm 線観測データには MWA PhaseI で観測された 167MHz から 200MHz のデータ、CMB 温度マップには Planck 2016 で公開された温度マップをそれぞれ用いた。これは 21cm-CMB 相互相関の実際のデータを用いた初の試みである。この研究では MWA のビームに寄与する銀河系のシンクロトロン放射の影響で誤差が観測する LST に強く依存すること、電離層の強さによる系統誤差の影響が現在の誤差に比べて十分弱いことなどを示した。また、現状の上限値として、 $l = 100$ で $C_l^{21, \text{CMB}} < 10^8 \mu\text{K}^2$ の値を得た。予測されるシグナルの値は $10^4 \mu\text{K}^2$ 以下と言われており (e.g. Alvarez (2016))、さらなる前景放射除去や 21cm 線観測の積分が必要である。また、この結果を元に将来の観測可能性を議論しており、相互相関シグナルの検出のためには少なくとも、99.5% 以上の前景放射除去、50% 以上の空の観測、 400deg^2 あたり 2000 時間の MWA PhaseI での観測が必要であることがわかった。

まとめ・将来計画

21cm-LAE、21cm-CMB 相互相関は、再電離期の銀河の進化や IGM の電離進化を調べる上だけでなく、21cm 線観測の主な困難である前景放射や観測の系統誤差を軽減できると言う点でも非常に有用なものである。また、SKA による 21cm 線 PS の検出が為された際、前景放射や系統誤差と見分けるのは容易ではない。その際にも、相互相関による観測の検証は非常に有益なものになる。ただし、相互相関にはそれ自体にも観測的困難がある。まず、21cm-LAE 相互 PS は非常に相関が強いが、観測領域が LAE の観測によって制限されてしまう。また、21cm-CMB の観測は広い観測領域を有効に使うことができる一方で、相関が非常に弱いため、検出には非常に高い感度が要請される。

今後の SKA-JP 再電離班の相互相関に関わる活動として次のことを進める。まず、将来の 21cm-LAE 相互相関に向けて、観測と比較可能な数値モデルの開発を行う。電離史を解く準解析的な手法と、これまでの HSC などによる LAE 観測で得られてきた LAE モデルを組み合わせ、再電離期の銀河の電離光子脱出率や LAE の Lyman- α 光子脱出率などを同時に制限できるモデルを作成する。

また、SKA の観測に先駆け、Pathfinder の実データを用いた解析は観測のリスクや対策を立てる上で不可欠なものである。これまでの 21cm-CMB 相互相関の解析は限られた少ないデータを用いての解析であったので、積分時間をさらに増やし、SKA での観測に向けて未発見の系統誤差がないか今後も調査していく必要がある。同様に、21cm-LAE 相互相関に関しても実データ解析を行っていく。さらに、将来の相互相関解析に向けて、観測データ解析のソフトウェア開発も同時に行なっていく。

2.3.2 21cm 線統計

再電離期における銀河間物質 (IGM) の電離領域 (イオン化バブル) の構造進化や位相幾何学的特徴を調べる上では、21cm 線輝度温度の空間分布 (21cm 線マップ) を用いることが有効だと考えられる。しかし、21cm 線マップでイオン化バブルを詳しく観測するためには 1 分角以下の角度分解能が要求される。SKA では数秒角の角度分解能が実現されると考えられているが、MWA や LOFAR 等の先行機では角度分解能は数分角なので 21cm 線マップを用いた解析は困難である。そこでまず、21cm 線マップの幾何学的性質に注目する代わりに統計的性質に注目した解析を行う。21cm 線の統計的解析で広く用いられているのが、以下に表される 21cm 線輝度温度 (δT_b) の揺らぎのパワースペクトルである。

$$\langle \delta_{21}(\mathbf{k})\delta_{21}(\mathbf{k}') \rangle = P_{21}(\mathbf{k})\delta(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \quad (2.24)$$

ここで、 $\delta_{21} = (\delta T_b - \overline{\delta T_b})/\overline{\delta T_b}$ であり、 $\overline{\delta T_b}$ は δT_b の空間平均値である。図 2.3.2 に 21cm 線パワースペクトルの振る舞いを示した。ただし、ここでは $\Delta^2(k) = \overline{\delta T_b}^3 k^3 P(k)/2\pi$ の形のパワースペクトルを示している。

赤方偏移の関数として 21 cm 線パワースペクトルを見たとき、特徴的な三つのピークが現れることがわかる。これらのピークの起源としては、高赤方偏移側から順に (1) WF 効果 (2) X 線加熱 (3) 再電離によるものと考えられている。パワースペクトルのピークの位置は X 線による IGM 加熱効率やイオン化効率などの影響で変化するので、これを観測することで X 線加熱や再電離のモデルに対して制限を与えることができる。また、波数の関数としてパワースペクトルを表した時は、パワースペクトルに現れるバンプの位置がイオン化バブルの典型的なサイズの情報を持っていることが知られている。

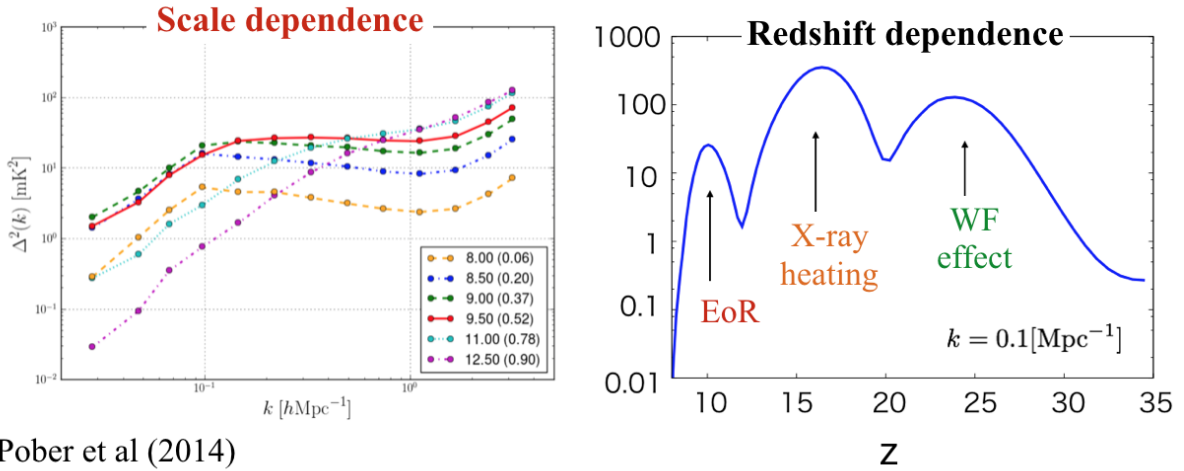


図 2.30: 各赤方偏移毎での波数の関数としての 21cm 線パワースペクトル (左図)。波数を $k = 0.1/\text{Mpc}$ で固定したときの赤方偏移の関数としての 21cm 線パワースペクトル (右図)。

バイスペクトル

先述の通り、赤方偏移の関数としての 21 cm 線パワースペクトルは天体物理学的効果に応じて特徴的なピークを持ち、そのピークの位置を調べることによって X 線加熱効率やイオン化効率などに制限を与えることができる。また、パワースペクトルのスケール依存性を見ると、電離領域の典型的なサイズについて知ることができることを述べた。このように 21 cm 線パワースペクトルからは多くの情報を得ることができるので輝度温度揺らぎの統計的解析手法としてよく用いられている。もし、輝度温度揺らぎの分布がガウス統計に従うならば、パワースペクトルのみで揺らぎの統計的情報を完全に記述することができる。しかし、X 線加熱や再電離などの天体物理学的効果、さらには密度揺らぎの重力非線形成長によって輝度温度揺らぎは非ガウス性の揺らぎの分布をもつことが予想される。そこで島袋らは輝度温度揺らぎの非ガウス性を定量的に評価するために高次統計量であるバイスペクトルの計算を行った (Shimabukuro et al., 2016)。21cm 線バイスペクトルは三点統計量であり、次のように表される。

$$\langle \delta_{21}(\mathbf{k}_1)\delta_{21}(\mathbf{k}_2)\delta_{21}(\mathbf{k}_3) \rangle = B_{21}(\mathbf{k})\delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3) \quad (2.25)$$

吉浦らは観測から来るバイスペクトルの熱雑音ノイズを見積もり 21cm 線バイスペクトルの観測可能性について議論し、SKA を想定した観測では $k \lesssim 0.3/\text{Mpc}$ で 21cm 線バイスペクトルシグナルが観測可能であることを示した (Yoshiura et al., 2015)。図 2.3.2 に $z=8,10,12,17$ での equilateral タイプの 21cm 線バイスペクトルシグナルと MWA, LOFAR, HERA, SKA を想定した熱雑音ノイズの比較を示す。また、島袋らは MWA, LOFAR による観測を想定して 21cm 線バイスペクトルを用いた再電離パラメーターに対するフィッシャー解析を行った。その結果、21cm 線パワースペクトルを用いた場合の再電離パラメーターへの制限と比べて、21cm 線バイスペクトルを用いた方がより強い制限が得られることを示した (Shimabukuro et al., 2017)。

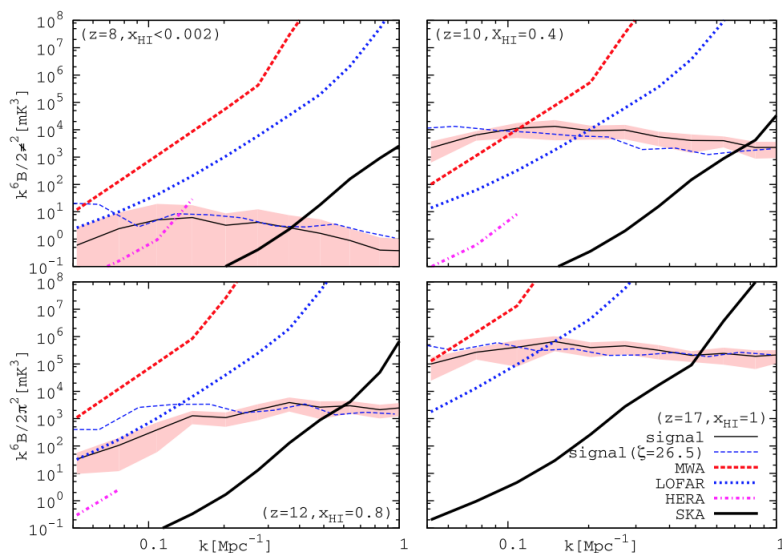


図 2.31: $z=8,10,12,17$ での equilateral タイプの 21cm 線バイスペクトルシグナルと MWA, LOFAR, HERA, SKA を想定した場合の熱雑音の比較を示している。

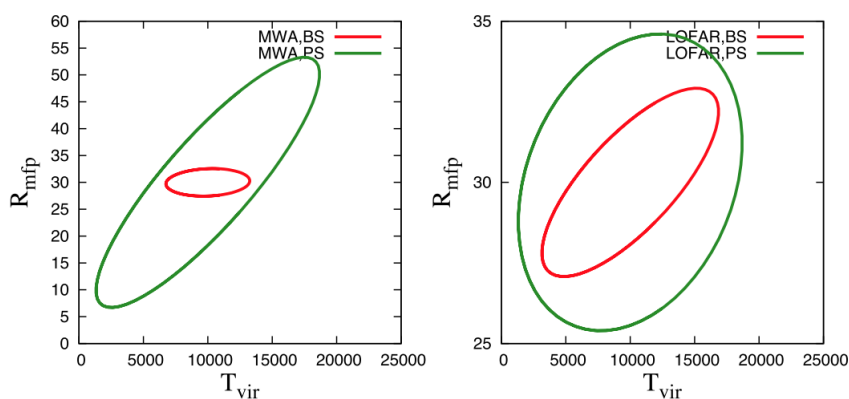


図 2.32: 21cm 線パワースペクトルと 21cm 線バイスペクトルを用いた場合の再電離パラメーターに対するフィッシャー解析結果 (左) MWA (右) LOFAR。21cm 線バイスペクトルの方がより強いパラメーターへの制限が得られる。

1 点統計量

バイスペクトルやパワースペクトルがフーリエ空間での揺らぎの統計量である一方で、揺らぎの実空間での1点統計量として分散と歪度がある。ある揺らぎ X に対する分散 σ^2 と歪度 γ はそれぞれ式 (2.26), (2.27) で表される。

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (X - \bar{X})^2 \quad (2.26)$$

$$\gamma = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (X - \bar{X})^3 \quad (2.27)$$

N は揺らぎのマップのピクセル数の総数で、 \bar{X} は全ピクセルでの X の平均値を表している。島袋らは 21cm 線揺らぎの分散、歪度を計算し、歪度は X 線による IGM 加熱が顕著になる時期に符号を変化させるため、X 線加熱の良い指標になることを示した。また、久保田らは分散、歪度を用いた時に再電離パラメーターに対する制限がどの程度になるかをフィッシャー解析を用いて見積もった (Yoshiura et al., 2015; Kubota et al., 2016)。

2.3.3 機械学習的アプローチ

近年、機械学習が産業界を中心に話題になっているが、物理学、天文学の分野でも機械学習を用いたデータ解析が使われ始めている。機械学習の中でも「教師あり学習」と「教師なし学習」と呼ばれる2種類がある。「教師あり学習」は事前に与えられた入力データと出力データによって構成される訓練データを指標にして、大量の訓練データ自身から入力データと出力データ間での対応関係を見つける。そして、訓練データから得られた対応関係を未知のデータに対して適用することで予測を行う。一方で、「教師なし学習」は入力データと出力データを与えるのではなくデータ自身の背後に存在する本質的な構造を抽出するものであり、クラスター分析等に使われる。

人工ニューラルネットワーク (ANN) は「教師あり学習」の一つで、図 2.33 に示すように脳のニューロン同士の繋がりを数理モデル化したものである。ANN は入力層、隠れ層、出力層の3種類の層から構成され、それぞれの層のニューロン同士が重み付けされて結びついている。入力層には入力データ、出力層に出力データが与えられる。大量の訓練データによって入力データと出力データの対応関係をうまく説明できるようにニューロン同士の重みを調節し、訓練で得られた重みをテストデータと呼ばれる未知のデータに対して適用して出力値の予測を行うことが ANN の目標である。

島袋らは ANN を用いて 21cm 線パワースペクトルから再電離パラメーターを構築する方法を提案した (Shimabukuro et al., 2017)。彼らは入力層に 21cm 線パワースペクトル、出力層に再電離パラメーターを与えたニューラルネットワークを構築し、70 個の訓練データセットを用いてニューラルネットワークを訓練した。訓練によって得られた重みを 54 個のテストデータに適用し、21cm 線パワースペクトルから再電離パラメーターを精度良く推定することができた (図 2.3.3)。その結果、ANN を用いたパラメーター推定はベイズ統計に基づいたマルコフ連鎖モンテカルロ法 (MCMC) と相補的なパラメーター推定方法となることを示した。

また、再電離パラメーター推定とは異なる ANN の応用として、21cm 線パワースペクトルから他の観測量を構築する試みもある。その一つが 21cm 線パワースペクトルからイオン化バブルのサイズ分布の構築である。銀河や AGN からのイオン化光子によってイオン化源周りの IGM はイオ

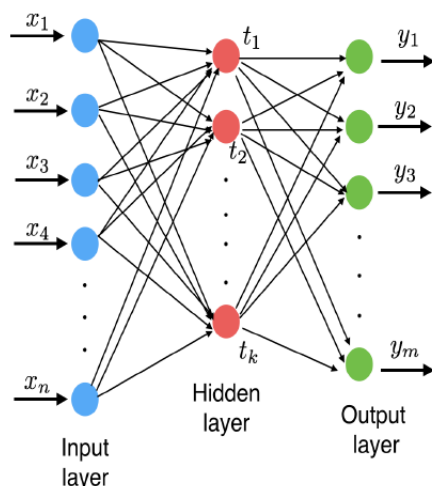


図 2.33: ニューラルネットワークの構造。入力層、隠れ層、出力層で構成される。

ン化し、バブル構造を形成する。イオン化バブルのサイズ分布の測定は、イオン化源の性質や、天体からの輻射フィードバック、再結合などの天体物理学的効果の情報を得ることができるため有用である。島袋らは ANN の入力層に 21cm 線パワースペクトル、出力層にイオン化バブルサイズ分布を用いることで、21cm 線パワースペクトルからイオン化バブルサイズ分布を構築できるかを調べた。その結果、図 2.3.3 に示す様に、精度良くイオン化バブルサイズ分布を構築することができることを示した。従来のイオン化バブルサイズ分布は 21cm 線マップから測定していたが、21cm 線パワースペクトルを用いることができるのを示した点でイオン化バブルサイズ分布の新しい方法を提唱することができた。

21cm 線シグナルの解析への ANN の応用としては、21cm 線パワースペクトルをミンコフスキー汎関数、21cm 線グローバルシグナルと結びつけることなどが考えられている。

2.3.4 21cm forest

SKA-JP の再電離グループでは 21cm forest の吸収線の数が高スケールの密度揺らぎに敏感であることに着目し研究を進めてきた (Ciardi et al., 2015)。島袋らは 21cm forest が密度揺らぎパワースペクトルのスペクトル幕のスケール依存性やニュートリノ質量、暖かいダークマターの質量への新しい観測窓として活用できることを指摘した (Shimabukuro et al., 2014)。21cm forest では質量がおおよそ $10^3 M_\odot$ から $10^6 M_\odot$ ほどのミニハローと呼ばれる天体がうみだす吸収線が観測可能であり、ミニハローの数密度はこのスケールに対応する波数おおよそ $k \sim 100 \text{Mpc}^{-1}$ の初期揺らぎの振幅に敏感であるからである。このスケールに到達できる数少ない宇宙論的な観測の一つであり、この特徴を活かしてスカラー場ダークマターの質量への制限や PBH ダークマター存在量への制限など、新しい研究が進められている (Shimabukuro et al., 2020)。

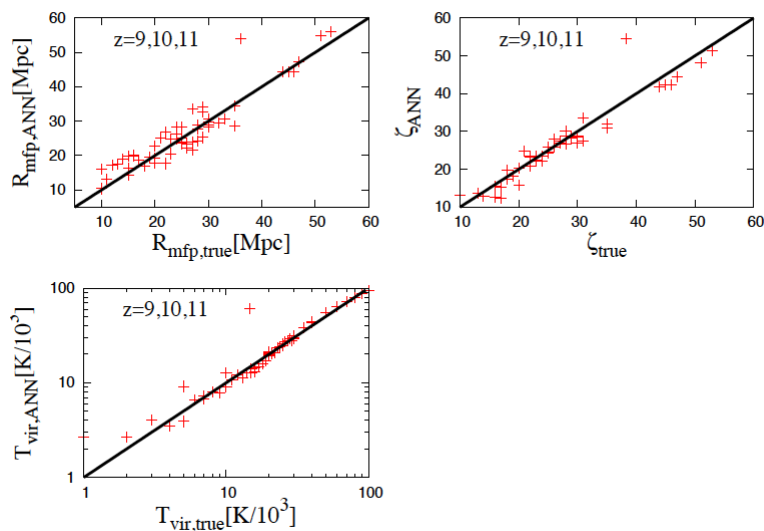


図 2.34: 入力データに 21cm 線パワースペクトル、出力データに再電離パラメーター（3 種類）で構成された 70 個の訓練データを用いてニューラルネットワークを訓練し、得られた重みを 54 個のテストデータに適用した。x 軸は正しい再電離パラメーターの値、y 軸は ANN によって 21cm 線パワースペクトルから得られた再電離パラメーターの値を表している。実線 ($y=x$) 上にデータ点が乗っていれば、ANN によるパラメーター推定がうまくいっていることを表している。

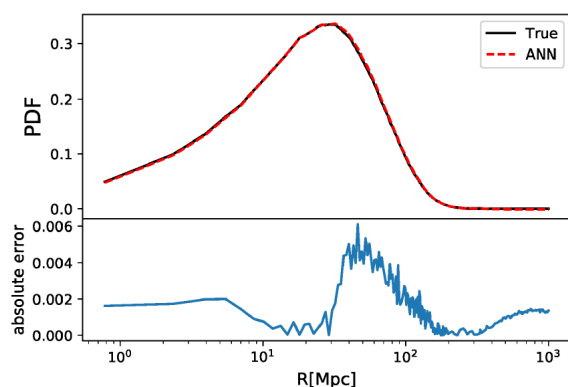


図 2.35: ANN を用いて 21cm 線パワースペクトルから構築されたイオン化バブルサイズ分布（赤点線）と、21cm 線マップから計算されたイオン化バブルサイズ分布（黒実線）。下図は両者の絶対誤差。

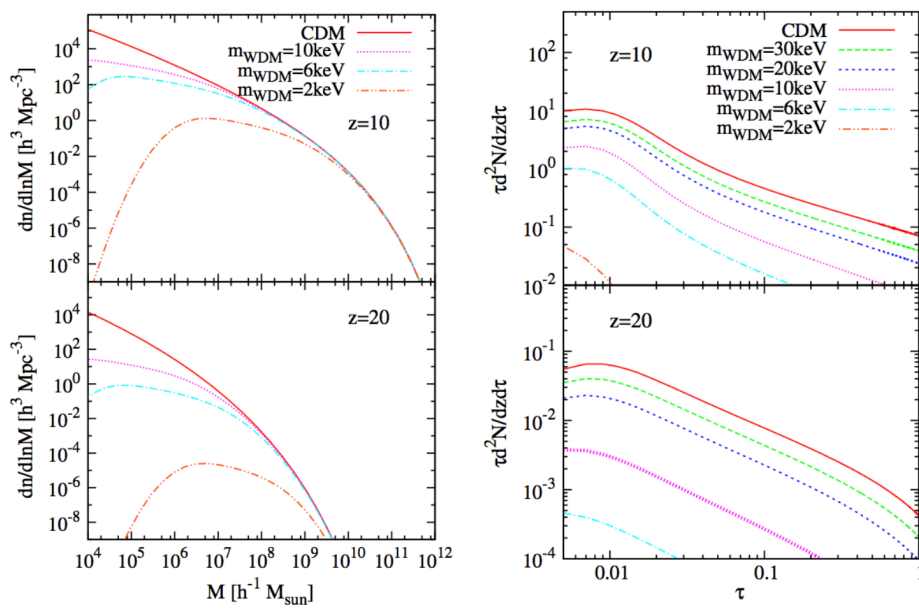


図 2.36: 暖かいダークマター質量がミニハローの数（左図）と 21cm 吸収線の数（右図）に与える影響

参考文献

- Abel, T., Brayn, G. L., Normna, M. L., 2002, *Science*, 295, 93
- Adshead, P. J., & Furlanetto, S. R. 2008, *MNRAS*, 384, 291
- Adshead, P., Easther, R., Pritchard, J., & Loeb, A. 2011, *JCAP*, 2, 021
- Aghanim, N., Majumdar, S., & Silk, J. 2008, *Reports on Progress in Physics*, 71, 066902
- Ahn, K., Iliev, I. T., Shapiro, P. R., Mellema, G., Koda, J., Mao, Yi, 2012, *ApJL*, 756, 16
- Ahn, K., Xu, H., Norman, M. L., Alvarez, M. A., Wise, J. H., 2014, eprint arXiv: 1405.2085
- Alvarez M. A., Busha M., Abel T., Wechsler R. H., 2009a, *ApJL*, 703, L167
- Alvarez, M. A., Finlator, Kristian, Trenti, M., 2012, *ApJ*, 759, 38
- Alvarez, M. A., Komatsu, E., Doré, O., & Shapiro, P. R. 2006, *ApJ*, 647, 840
- Alvarez, M. A., Pen, U.-L., & Chang, T.-C. 2010, *ApJ*, 723, L17
- Alvarez, M. A. 2016, *ApJ*, 824, 118
- Barger, V., Gao, Y., Mao, Y., & Marfatia, D. 2009, *Physics Letters B*, 673, 173
- Barkana, R., 2009, *MNRAS*, 397, 1454
- Baek, S., Semelin, B., Di Matteo, P., Revaz, Y, Combes, F., 2010, *A&A*, 523, 4
- Benton Metcalf, R., & White, S. D. M. 2006, arXiv:astro-ph/0611862
- Bolton, J. S., et al., 2011, *MNRAS*, 416, L70
- Bolton, J. S., Becker, G. D., Wyithe, J. S. B., Haehnelt, M. G., & Sargent, W. L. W. 2010, *MNRAS*, 406, 612
- Bromm, V., & Loeb, A. 2006, *Apj*, 642, 382
- Bromm, V., & Yoshida, N. 2011, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 49, 373
- Bromm, V., Coppi, P. S., & Larson, R. B. 2002, *ApJ*, 564, 23
- Bromm, V. 2013, *Reports on Progress in Physics*, 76, 112901
- Carilli, C. L., Gnedin, N. Y., & Owen, F. 2002, *ApJ*, 577, 22
- Chapman, E., et al. arXiv:1501.04429
- Chen, X., Miralda-Escuda, J., 2008, *ApJ*, 684, 18
- Choudhury T. R., Haehnelt M. G., Regan J., 2009, *MNRAS*, 394, 960
- Ciardi B., Ferrara A., Governato F., Jenkins A., 2000, *MNRAS*, 314, 611
- Ciardi B., Inoue, S., Mack, K., Xu, Y., & Bernardi, G., 2015, *MNRAS*, 6, 6
- Cooray, A., Gong, Y., Smidt, J., & Santos, M. G. 2012, *ApJ*, 756, 92
- Cooray, A. 2004, *PRD*, 70, 063509
- Dale, J. E., Ercolano, B., Bonnel, I. A., 2012, *MNRAS*, 424, 377
- Datta, K. K., Friedrich, M. M., Mellema, G., Iliev, I. T., & Shapiro, P. R. 2012, *MNRAS*, 424, 762
- Dillon, J. S., Liu, A., Williams, C. L., et al. 2014, *PRD*, 89, 023002
- Evoli, C., Mesinger, A., & Ferrara, A. 2014, *JCAP*, 11, 024
- Ewall-Wice, A., Dillon, J. S., Mesinger, A., & Hewitt, J. 2014, *MNRAS*, 441, 2476
- Fan, X., Carilli, C. L., & Keating, B. 2006, *A&A*, 44, 415
- Fan, X., Strauss, M. A., Becker, R. H., et al. 2006, *Astron. J*, 132, 117
- Fernandez, E. R., Zaroubi, S., Iliev, I. T., Mellema, G., & Jelić, V. 2014, *MNRAS*, 440, 298
- Fialkov, A., & Barkana, R. 2014, *MNRAS*, 445, 213
- Friedrich, M. M., Mellema, G., Alvarez, M. A., Shapiro, P. R., & Iliev, I. T. 2011, *MNRAS*, 413, 1353
- Furlanetto, S. R., Lidz, A. 2007, *ApJ* 660, 1030
- Furlanetto, S. R., & Loeb, A. 2002, *ApJ*, 579, 1
- Furlanetto S. R., Zaldarriaga M., Hernquist L., 2004, *ApJ*, 613, 1
- Furlanetto S. R., McQuinn M., Hernquist L., 2006, *MNRAS*, 365, 115
- Furlanetto, S. R., Oh, S. P., & Briggs, F. H. 2006, *Phys. Rep.*, 433, 181
- Furlanetto, S. R. 2006, *MNRAS*, 370, 1867
- Geil, P. M., & Wyithe, J. S. B. 2008, *MNRAS*, 386, 1683
- Geil, P. M., Wyithe, J. S. B., Petrovic, N., Oh, S. P., 2008, *MNRAS*, 390, 1496
- Geil, P. M., Gaensler, B. M., Wyithe, J. S. B., 2011, *MNRAS*, 418, 516
- Gleser, L., Nusser, A., Ciardi, B., & Desjacques, V. 2006, *MNRAS*, 370, 1329
- Gnedin N. Y., Ostriker J. P., 1997, *ApJ*, 486, 581
- Gnedin, N. Y., Kravtsov, A. V., Chen, H.-Wen 2008, *ApJ*, 672, 765
- Greif, T. H., White, S. D. M., Klessen, R. S., Springel, V., 2011, *ApJ*, 736, 147
- Greif, T. H., Springel, V., White, S. D. M., Glover, S. C. O., Clark, P. C., Smith, R. J., Klessen, R. S., Bromm,

- V., 2011, *ApJ*, 737, 75
- Haardt, F., Madau, P., 2012, *ApJ*, 746, 125
- Haiman, Z., Thoul, A. A., & Loeb, A. 1996, *ApJ*, 464, 523
- Haiman, Z., Abel, T., & Rees, M. J. 2000, *ApJ*, 534, 11
- Harker, G., et al., 2009, *MNRAS*, 397, 1138
- Hasegawa, K., Semelin, B., 2013, *MNRAS*, 428, 154
- Hasegawa, K., Asaba, S., Ichiki, K., et al. 2016, arXiv e-prints, arXiv:1603.01961
- Hirano, S., Hosokawa, T., Yoshida, N., et al. 2014, *ApJ*, 781, 60
- Hosokawa, T., Omukai, K., Yoshida, N., & Yorke, H. W. 2011, *Science*, 334, 1250
- Hurley-Walker, N., Callingham, J. R., Hancock, P. J., et al. 2017, *MNRAS*, 464, 1146
- Ichiki, K., Kaji, R., Yamamoto, H., Takeuchi, T. T., & Fukui, Y. 2014, *ApJ*, 780, 13
- Iliev I. T., Mellema G., Pen U.-L., Merz H., Shapiro P. R., Alvarez M. A., 2006, *MNRAS*, 369, 1625
- Iliev I. T., Mellema G., Shapiro P. R., Pen U.-L., 2007, *MNRAS*, 376, 534
- Iliev, I. T., et al. 2009, *MNRAS*, 400, 1283
- Iliev I. T., Mellema G., Shapiro P. R., Pen U.-L., Mao Y., Koda J., Ahn K., 2012, *MNRAS*, 423, 2222
- Iliev I. T., Mellema G., Ahn K., Shapiro P. R., Mao Y., Pen U.-L., 2014, *MNRAS*, 439, 725
- Inoue, A. K., Hasegawa, K., Ishiyama, T., et al. 2018, *PASJ*, 70S, 55
- Iwata, I., et al. 2009, *ApJ*, 692, 1287
- Jelić, V., Zaroubi, S., Aghanim, N., et al. 2010, *MNRAS*, 402, 2279
- Joudaki, S., Doré, O., Ferramacho, L., Kaplinghat, M., & Santos, M. G. 2011, *Physical Review Letters*, 107, 131304
- Kashlinsky, A. 2005, *Phys. Rep.*, 409, 361
- Kim, H.-S., Wyithe, J. S. B., Raskutti, S., Lacey, C. G., Helly, J. C., 2013, *MNRAS*, 428, 2467
- Kohler, K., Gnedin, N. Y., Miralda-Escude, J., Shaver, P. A., 2005, *ApJ*, 633, 552
- Kubota, K., Yoshiura, S., Shimabukuro, H., Takahashi, K., 2016, *MNRAS*, 458, 4
- Kubota, K., Yoshiura, S., Takahashi, K., et al. 2018, *MNRAS*, 479, 2754
- Lidz, A., Zahn, O., Furlanetto, S. R., et al. 2009, *ApJ*, 690, 252
- Mack, K. J., & Wyithe, J. S. B. 2012, *MNRAS*, 425, 2988
- Maio, U., Koopmans, L. V. E., & Ciardi, B. 2011, *MNRAS*, 412, L40
- Majumdar S., Mellema G., Datta K. K., Jensen H., Choudhury T. R., Bharadwaj S., Friedrich M. M., 2014, *MNRAS*, 443, 2843
- Mao, Y., Tegmark, M., McQuinn, M., Zaldarriaga, M., & Zahn, O. 2008, *Phys. Rev. D*, 78, 023529
- Matsuura, S., Shirahata, M., Kawada, M., et al. 2011, *ApJ*, 737, 2
- McQuinn, M., O'Leary R. M., 2012, *ApJ*, 760, 3
- McQuinn M., Lidz A., Zahn O., Dutta S., Hernquist L., Zaldarriaga M., 2007, *MNRAS*, 377, 1043
- McQuinn, M., Zahn, O., Zaldarriaga, M., Hernquist, L., & Furlanetto, S. R. 2006, *ApJ*, 653, 815
- McQuinn, M. 2012, *MNRAS*, 426, 1349
- Mellema, G., Koopmans, L. V. E., Abdalla, F. A., et al. 2013, *Experimental Astronomy*, 36, 235
- Mesinger A., Furlanetto S., 2007, *ApJ*, 669, 663
- Mesinger A., Furlanetto S., Cen R., 2011, *MNRAS*, 411, 955
- Mesinger, A., Ferrara, A., Spiegel, D. S., 2013, *MNRAS*, 431, 621
- Mesinger, A., Bryan, G. L., & Haiman, Z. 2006, *ApJ*, 648, 835
- Mesinger, A., Furlanetto, S., & Cen, R. 2011, *MNRAS* 411, 955
- Mesinger, A., Ewall-Wice, A., & Hewitt, J. 2014, *MNRAS*, 439, 3262
- Mitra, S., Choudhury, T. R., Ferrara, A., 2012, *MNRAS*, 419, 1480
- Mortlock, D. J., Warren, S. J., Venemans, B. P., et al. 2011, *Nature*, 474, 616
- Mort, B. J., Dulwich, F., Salvini, S. et al. 2010, *IEEE International Symposium on Phased Array Systems and Technology*, 690-694
- Naoz, S., Yoshida, N., Gnedin, N.Y., 2013, *ApJ*, 748:128
- Naoz, S., Yoshida, N., Gnedin, N.Y., 2013, *ApJ*, 763:27
- O'Shea, B. W., Heger, A., 2008, *AIP Conference Proceedings*, 990
- Oesch, P. A., Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., et al. 2013, *ApJ*, 773, 75
- Ono, Y., Ouchi, M., Shimasaku, K., Dunlop, J., Farrahm D., McLure, R., & Okamura, S., 2010, *ApJ*, 724, 1524
- Ouchi, M., Shimasaku, K., Furusawa, H., et al. 2010, *ApJ*, 723, 869
- Ouchi, M., Harikane, T., Shibuya, T., et al. 2018, *PASJ*, 70S, 13
- Paardekooper, J.-P., Khochfar, S., Dalla, V. C., 2013, *MNRAS*, 429, 94
- Paciga, G., Albert, J. G., Bandura, K., et al. 2013, *MNRAS*, 433, 639
- Parsons, A. R., Liu, A., Aguirre, J. E., et al. 2014, *ApJ*, 788, 106
- Pawlik, A. H., Schaye, J., van Scherpenzeel, E., 2008, *MNRAS*, 394, 1812
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2013, arXiv:1303.5081
- Pritchard, J. R., & Pierpaoli, E. 2008, *Phys. Rev. D*, 78, 065009
- Razoumov, A. O., Sommer-Larsen, J., 2010, *ApJ*, 710, 1239
- Ricotti M., Gnedin N. Y., Shull J. M., 2002, *ApJ*, 575, 33
- Ricotti, M., Gnedin, N. Y., & Shull, J. M. 2001, *ApJ*, 560, 580
- Salvaterra, R., Ciardi, B., Ferrara, A., & Baccigalupi, C. 2005, *MNRAS*, 360, 1063

- Santos M. G., Ferramacho L., Silva M. B., Amblard A., Cooray A., 2010, *MNRAS*, 406, 2421
- Santos, M., Ferramacho, L., Silva, M., Amblard, A., & Cooray, A. 2010, *Astrophysics Source Code Library*, 1010.025
- Shimabukuro, H., Yoshiura, S., Takahashi, K., Yokoyama, S., & Ichiki, K. arXiv:1412.3332
- Shimabukuro, H., Yoshiura, S., Takahashi, K., Yokoyama, S., & Ichiki, K., 2104, *PRD*, 90, 8
- Shimabukuro, H., Yoshiura, S., Takahashi, K., Yokoyama, S., & Ichiki, K. 2015, *MNRAS*, 451, 1
- Shimabukuro, H., Yoshiura, S., Takahashi, K., Yokoyama, S., & Ichiki, K. 2016, *MNRAS*, 458, 3
- Shimabukuro, H., Yoshiura, S., Takahashi, K., Yokoyama, S., & Ichiki, K. 2017, *MNRAS*, 468, 2
- Shimabukuro, H., & Semelin, B., 2017, *MNRAS*, 468, 4
- Shimabukuro, H., Ichiki, K., & Kadota, K., 2020, *PRD*, 101, 043516
- Shiraishi, M., Tashiro, H., & Ichiki, K. 2014, *Phys. Rev. D*, 89, 103522
- Sitwell, M., Mesinger, A., Ma, Y.-Z., & Sigurdson, K. 2014, *MNRAS*, 438, 2664
- Slosar, A., Cooray, A., & Silk, J. I. 2007, *MNRAS*, 377, 168
- Sobacchi E., Mesinger A., 2013, *MNRAS*, 432, 3340
- Sobacchi E., Mesinger A., 2014, *MNRAS*, 440, 1662
- Sobacchi, E., Mesinger, A., 2014, *MNRAS*, 440, 1662
- Spitzer, L., 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium*, published by John Wiley & Sons, Inc.
- Stacy, A., Greif, T. H., Bromm, V., 2010, *MNRAS*, 403, 45
- Stacy, A., Bromm, V., Loeb, A., 2011, *ApJ*, 730, 1
- Steidel, C. C., Pettini, M., Adelberger, K. L., 2001, *ApJ*, 546, 665
- Susa, H., Hasegawa, K., Tominaga, N., 2014, *ApJ*, 792, 32
- Takeuchi, T. T., Ishii, T. T., Hirashita, H., et al. 2001, *PASJ*, 53, 37
- Takeuchi, T. T., Kawabe, R., Kohno, K., et al. 2001, *PASP*, 113, 586
- Takeuchi, T. T., & Ishii, T. T. 2004, *ApJ*, 604, 40
- Tanaka, T., Hasegawa, K., Yajima, H., Kobayashi, M. I. N., Sugiyama, N., 2018, *MNRAS*, 480, 1925
- Tanvir, N. R., Fox, D. B., Levan, A. J., et al. 2009, *Nature*, 461, 1254
- Tashiro, H., Aghanim, N., Langer, M., et al. 2010, *MNRAS*, 402, 2617
- Tashiro, H., Aghanim, N., Langer, M., et al. 2011, *MNRAS*, 414, 3424
- Thoul, A. A., Weinberg, D. D., 1996, *ApJ*, 465, 608
- Totani, T., Kawai, N., Kosugi, G., et al. 2006, *PASJ*, 58, 485
- Tseliakhovich, D., Hirata, C., 2010, *Phys. Rev. D*, 82, 083520
- Turk, M. J., Abel, T., O'shea, B., 2009, *Science*, 25, 601
- Umemura, M., Susa, H., Hasegawa, K., Suwa, T., Semelin, B., 2012, *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 01A306
- Valdes, M., Ciardi, B., Ferrara, A., Johnston-Hollitt, M., Rottgering, H., 2006, *MNRAS* 369, L66
- Voytek, T. C., Natarajan, A., Jáuregui García, J. M., Peterson, J. B., & López-Cruz, O. 2014, *ApJ*, 782, L9
- Wiersma, R. P. C., Ciardi, B., Thomas, R. M., et al. 2013, *MNRAS*, 432, 2615
- Wise, J. H., Cen, R., 2009, *ApJ*, 693, 984
- Wise, J. H., Abel, T., Turk, M. J., Norma, M. L., Smith, B. D., 2012, *MNRAS*, 427, 311
- Wise, J. H., Demchenko, V. G., Halicek, M. T., Norman, M. L., Turk, M. J., Abel, T., Smith, B. D., 2014, *MNRAS*, 442, 2560
- Wyithe, J. S. B., Loeb, A. 2004, *Nature*, 427, 815
- Wyithe, J. S. B., Loeb, A. 2007, *MNRAS* 375, 1034
- Wyithe, J. S. B., Loeb, A., & Barnes, D. G. 2005, *ApJ*, 634, 715
- Xu, Y., Chen, X., Fan, Z., Trac, H., & Cen, R. 2009, *ApJ*, 704, 1396
- Yajima, H., Choi, J.-H., Nagamine, K., 2011, *MNRAS*, 412, 411
- Yajima, H., Li, Y., 2014, *MNRAS*, 445, 3674
- Yoshida, N., Omukai, K., Hernquist, L., & Abel, T. 2006, *ApJ*, 652, 6
- Yoshiura, S., Shimabukuro, H., Takahashi, K., Momose, R., Nakanishi, H., & Imai, H., 2015, *MNRAS*, 451, 1
- Yoshiura, S., Line, J. L. B., Kubota, K., et al. 2018, *MNRAS*, 479, 2767
- Yoshiura, S., Ichiki, K., Pindor, B., et al. 2019, *MNRAS*, 483, 2697
- Zahn, O., & Zaldarriaga, M. 2006, *ApJ*, 653, 922
- Zahn O., Zaldarriaga M., Hernquist L., McQuinn M., 2005, *ApJ*, 630, 657
- Zahn O., Lidz A., McQuinn M., Dutta S., Hernquist L., Zaldarriaga M., Furlanetto S. R., 2007, *ApJ*, 654, 12
- Zahn O., Mesinger A., McQuinn M., Trac H., Cen R., Hernquist L. E., 2011, *MNRAS*, 414, 727
- Zaroubi, S., Thomas, R. M., Sugiyama, N., & Silk, J. 2007, *MNRAS*, 375, 1269
- Zel'dovich, Y. B., & Sunyaev, R. A. 1969, *Astrophys. Space Sci.*, 4, 301
- de Oliveira-Costa, A., Tegmark, M., Gaensler, B. M., et al. 2008, *MNRAS*, 388, 247
- van Haarlem, M. P., Wise, M. W., Gunst, A. W., et al. 2013, *A&A*, 556, AA2

著者一覧（○は編集責任者）

○長谷川賢二	名古屋大学
赤堀卓也	国立天文台
市來淨與	名古屋大学
口ノ町瑛	熊本大学
久保田賢志	熊本大学
島袋隼士	名古屋大学
田代寛之	名古屋大学
田中俊行	名古屋大学
田中章一郎	熊本大学
高橋慶太郎	熊本大学
横山修一郎	立教大学
矢島秀伸	筑波大学
吉浦伸太郎	熊本大学
吉川耕司	筑波大学

第3章 宇宙論

3.1 イントロダクション：標準宇宙論と未解決問題

3.1.1 宇宙論の現状

宇宙論とは、宇宙全体やその内部に存在する構造物が、どのように形成されそして発展してきたのかについて、科学的手法を用いて理論的・観測的に解明していく学問である(図 3.1)。特に近年の観測技術の発達により、標準的な宇宙モデルはほぼ確立している。それは次のようなものである。

まず、大局的なスケール(超銀河団を超えるスケール、約 100Mpc 以上)で宇宙を平均して見た場合、特別な場所は存在せず(一様性)、また特別な方向も存在しない(等方性)という一様等方宇宙モデルを採用している。現在のところ、このモデルが成り立っていないという確実な証拠は存在しない。さらに、宇宙内部の構成物についても、ビッグバン後約 38 万年頃に原子が形成され、光が直進できるようになった時期の残光である宇宙マイクロ波背景放射(Cosmic Microwave Background radiation : CMB)の精密観測が行われたことにより(図 3.2 左)、このモデルの妥当性が確認されている。最新の CMB 観測衛星 Planck (Aghanim et al., 2018)の観測結果によると、通常物質を構成するバリオンの量は、宇宙全体の約 5 %程度に過ぎず、約 27 %がほぼ重力相互作用しか行わない冷たい暗黒物質(cold dark matter)で構成され、さらに約 68 %が宇宙の膨張を加速させる原因となる正体不明のエネルギー(暗黒エネルギー : dark energy)であるということが分かっている(図 3.2 右)。またこのモデルでは一定の空間曲率が許されているが、CMB の観測からこの曲率は非常に小さく制限されており、この宇宙は十分に平坦な宇宙であるということが判明している。標準的とされる宇宙論パラメータを表 3.1, 3.2 に示す。

このように一様等方宇宙モデルは、観測を非常に良く説明するモデルであるが、そもそもなぜこのような条件の宇宙が生じたのかという疑問が生じてくる。その疑問に対し説明を与える最も有力なモデルが、宇宙初期における指数関数的急膨張(インフレーション)を仮定するモデルである。このインフレーションモデルでは、宇宙初期の光速を超える急膨張によって、当初因果関係を持っていた小さな領域を現在観測可能な範囲(宇宙の地平線)を超えて拡大することにより、非常に一様で等方な宇宙を実現することができる。またこの膨張によって、曲率は均されて小さくなり、非常に平坦な宇宙が実現する。さらにインフレーションモデルでは、インフレーションを生じさせる場としてインフラトンという場を仮定するが、その場の量子的な揺らぎから、銀河などの大規模構造の種となるわずかな密度揺らぎを生成することも可能にしている。

以上が現在標準的な宇宙モデルであるが、その上で今後解明を目指すべき重要な問題としては、次のようなものを挙げることができる : (i) インフレーションモデルの検証、(ii) 暗黒エネルギーの性質の解明及び修正重力理論の可能性の検証、(iii) 暗黒物質の正体の特定。以下で、これらの問題についての解説及びその観測的な制限について順に説明していく。

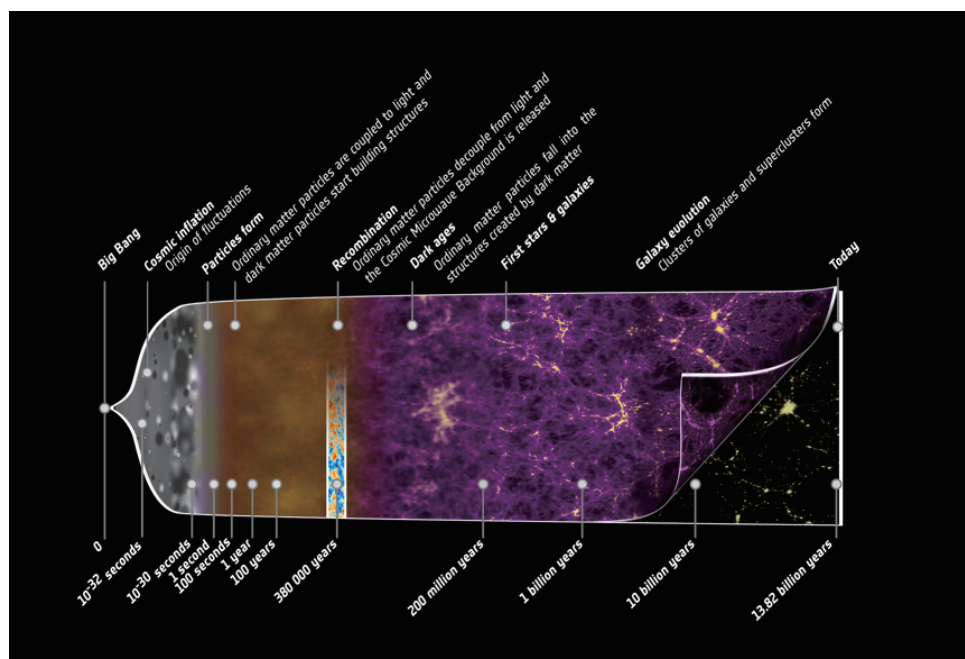


図 3.1: 宇宙の構造進化の歴史。(Planck web page (<https://www.cosmos.esa.int/web/planck>) より)

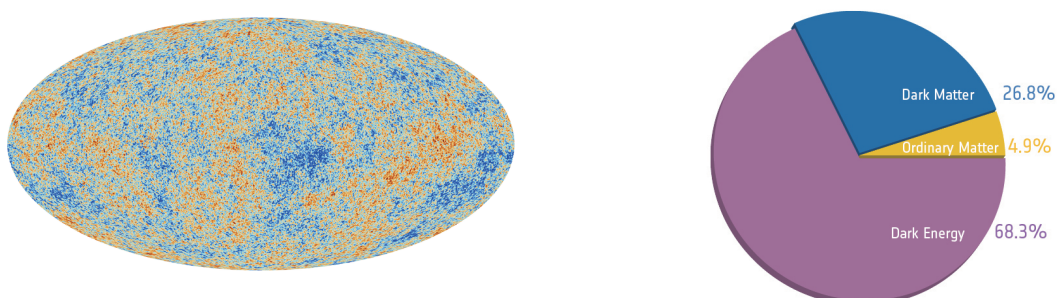


図 3.2: 左図：Planck による CMB 温度揺らぎの全天マップ。右図：Planck によって示唆されている宇宙の構成成分。(Planck web page (<https://www.cosmos.esa.int/web/planck>) より)

(i) インフレーションモデルの検証 インフレーションモデルの検証において最も基本的な方法は、宇宙の密度揺らぎの測定である。これまで述べたように、インフラトンの量子揺らぎは最終的に密度揺らぎの起源となるが、この揺らぎはインフレーションのモデルの違いによって、特徴のある空間スケール依存性を示す。よって、その特徴を観測的に捉えることが、各インフレーションモデルを制限していく上で非常に有効な手段となる。

またインフレーションで生成される密度揺らぎはほぼガウス分布に従うことが知られているが、各モデルによってガウス分布からの微小なズレの程度（原始非ガウス性）が異なっている。そのため、この原始非ガウス性を測定することもこのモデルを制限する非常に有効な方法の一つである。インフレーションの一般的なモデルでは、確率分布として様々な非ガウス性を持つ原始揺らぎを生成する。原始揺らぎのガウス分布からのズレを表す最も便利な方法として、重力ポテン

表 3.1: 標準的な宇宙論 (Λ CDM 模型) におけるパラメータおよび 68% C.L. エラー (Aghanim et al., 2018)。

宇宙論パラメータ	値	定義
$\Omega_b h^2$	0.02237 ± 0.00015	現在のバリオン密度
$\Omega_c h^2$	0.1200 ± 0.0012	現在の冷たい暗黒物質密度
τ	0.0544 ± 0.0073	再電離によるトムソン散乱の光学的厚さ
$\ln(10^{10} A_s)$	3.044 ± 0.014	原始曲率揺らぎパワースペクトルの振幅
n_s	0.9649 ± 0.0042	原始曲率揺らぎパワースペクトルの冪指数
$H_0 = 100h$	67.36 ± 0.54	現在のハッブル定数 [km/s/Mpc]
Ω_Λ	0.6847 ± 0.0073	現在の暗黒エネルギー密度

シャル Φ がランダムガウス場 ϕ の線形項と 2 次の補正の和で

$$\Phi = \phi + f_{\text{NL}} (\phi^2 - \langle \phi^2 \rangle). \quad (3.1)$$

と書かれる場合を考える。ここで、 f_{NL} は非線形パラメータと呼ばれる定数であり、 $\langle \dots \rangle$ はアンサンブル平均¹を表す。この場合、その統計的性質はパワースペクトルだけでは記述できず、バイスペクトルのような高次のモーメントが必要になる。異なるインフレーションモデルは異なるバイスペクトルの形を予言することから、この探求によりインフレーションの物理について深い理解を得ることができる。これまで CMB の精密な観測により、インフレーションの物理に対して精度よく制限がなされている (3.1.3 節)。特に、Planck 衛星による観測 (Akrami et al., 2019) によれば、非線形パラメータについて $f_{\text{NL}} = -0.9 \pm 5.1$ という制限が得られており、 $f_{\text{NL}} > 10$ となるような比較的大きな非ガウス性を生成するモデルは基本的に排除され、モデル内のパラメータを制限することに成功している。後述するように、銀河サーベイからも原始非ガウス性を探索することができる。しかし、未知の系統誤差の影響により、現在までの制限は $\sigma(f_{\text{NL}}) \approx 50$ 程度に留まっている (Slosar et al., 2008; Ho et al., 2013; Giannantonio et al., 2014; Leistedt et al., 2014; Castorina et al., 2019)。

加えて、インフレーションの検証に非常に重要な観測として、インフレーション起源の原始重力波の観測が挙げられる。この原始重力波は、インフレーション中に重力場の量子揺らぎから生成されたものであり、その振幅はインフレーションのエネルギースケールと直接関係づくことが知られている。そのため、もしこの原始重力波を観測できれば、地上の加速器実験ではとても到達できない、インフレーションの生じた超高エネルギーの物理の情報を直接知ることができるのである。

(ii) 暗黒エネルギーの性質の解明及び修正重力理論の可能性の検証 宇宙の加速膨張の原因となるエネルギーを一般に暗黒エネルギーと呼ぶが、その存在が決定的になったのは、1990 年代末の Ia 型超新星を用いた宇宙膨張の観測以降である (Riess et al., 1998; Perlmutter et al., 1999)。それらの観測により、観測された超新星の見かけの光度が、減速膨張宇宙の場合と比べて暗いという事実

¹理論的には、仮想的に無限個の宇宙を考えてその間でのアンサンブル平均を考えるが、実際の観測では宇宙は 1 つしかないためこれが出来ない。そこで、独立な事象によるアンサンブル平均を観測データ内の同等の標本平均で代用する。特に、エルゴード性を仮定した上で空間平均をアンサンブル平均とみなすことを宇宙論ではよく行う。

表 3.2: 標準宇宙論に非標準的な 1 パラメータを加えた場合の 95% C.L. エラー (Aghanim et al., 2018)。

宇宙論パラメータ	値	定義
$r_{0.002}$	< 0.106	原始重力波揺らぎパワースペクトルの振幅
w	-1.04 ± 0.10	暗黒エネルギーの状態方程式
Ω_K	0.0007 ± 0.0037	現在の空間曲率密度
$\frac{dn_s}{d \ln k}$	-0.004 ± 0.013	原始曲率揺らぎパワースペクトルの冪指数のランニング
$\sum m_\nu$ [eV]	< 0.120	ニュートリノ質量和
N_{eff}	$2.99^{+0.34}_{-0.33}$	ニュートリノの実効的な自由度の数

が発見された。これは同じ後退速度で運動する、もしくは同じ赤方偏移を示す超新星までの距離が減速しているときに比べて相対的に大きいことを意味する。このことから、宇宙が加速膨張しているということが判明した。

この暗黒エネルギーの最も単純な候補は、時間変化しない一定密度のエネルギー（宇宙定数）であり、そのようなエネルギーとして量子場の真空のエネルギーが考えられている。しかし、この場合、理論的に推定される真空のエネルギー密度は、観測された暗黒エネルギーの密度より 120 桁以上も大きな値となってしまう、このような微小な真空のエネルギーを自然に説明することは非常に難しい。

そのため、加速膨張がそのような真空のエネルギー起源ではなく、何らかの加速膨張の原因となる新しい場を導入するモデル（クインテッセンス (ポテンシャルを転がり落ちるスカラー場) (Wetterich, 1988; Ratra and Peebles, 1988) 等) も数多く提案されている。さらに一般相対性理論自体を修正することにより加速膨張を説明するというアプローチも存在し、それらは一般に修正重力理論と呼ばれている。一般相対論は、重力の効果が弱い実験室や太陽系スケールでは既に非常に厳しい制限がなされているが、重力が重要になりえる宇宙論的な大スケールでは大きくずれている可能性がある。観測的な制限を回避しうる模型がいくつか提案されており、その中で有名な模型としては $f(R)$ 重力理論 (De Felice and Tsujikawa, 2010)、DGP (Dvali-Gabadadze-Porrati) ブレーンワールド模型 (Dvali et al., 2000)、スカラーテンソル理論 (Nicolis et al., 2008)、有質量重力理論 (de Rham et al., 2011) 等がある。また一様等方宇宙モデルを修正した非一様宇宙モデルによって観測を説明するという方向も考えられている。

これら宇宙定数以外のモデルの場合、暗黒エネルギーの密度は一般に時間変化することから、この影響を観測することで宇宙定数の場合と区別することが可能である。特に、暗黒エネルギーのエネルギー密度 ρ および圧力 P を用いて作られる状態方程式パラメータ

$$w = \frac{P}{\rho}, \quad (3.2)$$

を検証することが行われている。多くの場合、 w を定数として扱い制限を行ってきた (表 3.2 参照)。状態方程式パラメータの時間進化を特徴付ける代表的な方法として、

$$w(z) = w_0 + w_a \frac{z}{1+z}, \quad (3.3)$$

となる二つの定数 w_0, w_a を導入する手法も行われている。宇宙定数が暗黒エネルギーだった場合、その状態方程式 w は厳密に -1 となるため、 $(w_0, w_a) = (-1, 0)$ に対応する。修正重力理論の場合

には、一般的に w が時間進化することから w_a が非自明な値をとり得る。これらは、宇宙膨張が密度揺らぎの成長に与える影響、特にバリオン音響振動 (Baryon Acoustic Oscillation; BAO) および赤方偏移空間歪み (Redshift Space Distortion; RSD) と呼ばれる効果を銀河の赤方偏移サーベイによって観測することで知ることができる (3.1.2 節)。現在の所、CMB と超新星の観測及び BAO の観測を組み合わせることにより、暗黒エネルギーの状態方程式パラメータに対し $w_0 = -0.957 \pm 0.080$ および $w_a = -0.29^{+0.32}_{-0.26}$ なる制限が得られているが、有意な宇宙定数からのズレは今のところ観測されていない (Ade et al., 2014a)。そのため今後は、より広い赤方偏移の観測を行うことにより、本当に暗黒エネルギーが宇宙定数であるのか、それとも厳密な宇宙定数の場合とは違いがあるのかについて、より精密に測定していくことが宇宙論における重要な目標となっている。

(iii) 暗黒物質の正体の特定 最後に正体は不明ながらも、現在その存在はほぼ確実視されている冷たい暗黒物質とその観測可能性について説明していく。まず冷たい暗黒物質とは、運動エネルギーが質量エネルギーより小さい暗黒物質のことであり、逆に運動エネルギーが大きな暗黒物質のことを熱い暗黒物質と呼ぶ。熱い暗黒物質は自身の自由運動のために、小スケールの密度揺らぎが均されて消されてしまい、観測されている密度揺らぎを正しく説明することができない。そのため、暗黒物質は冷たい暗黒物質がほとんどを占めていると考えられている。

通常物質とはほぼ相互作用せず、重力によってのみ相互作用する暗黒物質の存在は、1930年代には銀河団の解析から既に示唆されており (Zwicky, 1937)、また 1970年代には銀河の回転曲線の観測から銀河は光を放っている円盤部分よりも質量を担う領域が大きく広がっており、むしろそちらが銀河の質量の大部分を占めているということが判明していた (Rubin et al., 1980)。

そのため、その正体を突き止めることが現在の宇宙論における目標の一つとなっている。暗黒物質の正体を探る方法としては、暗黒物質がわずかに行う可能性のある通常物質との相互作用を検出する直接検出実験や、暗黒物質が対消滅や崩壊をする際に生成されるガンマ線や高エネルギーの粒子を観測する間接検出実験が多数行われている状況である。また、現在においては、銀河サーベイにおける弱重力レンズ効果 (3.1.2 節) を用いることで、前景にある暗黒物質を推定することができることから暗黒物質の空間分布を観測から探ることも広く行われている。

3.1.2 宇宙論的観測手法

この節では、銀河サーベイを用いた代表的な観測手法についていくつか簡単に触れておくことにする。まず既に言及したバリオン音響振動 (BAO) について説明する。BAO とは宇宙の再結合以前に光子とバリオンがトムソン散乱とクーロン相互作用を通じて混合流体として存在していた時期の音波振動と、再結合後に音波振動が光子から脱結合したバリオンと暗黒物質の重力相互作用を通じて宇宙大規模構造に反映された振動パターンを指す。後者の BAO 振動パターンのスケールは、音響ホライズンと呼ばれる混合流体の音波が再結合までの宇宙年齢をかけて進む距離 r_s で与えられ、密度揺らぎの相関関数に特徴的なピークを残す効果として観測される (図 3.3)。再結合時から現在に至るまで不変であるため宇宙の大規模構造を測定する際の距離指標として使うことが可能である。そのため、宇宙の大規模構造の観測で BAO を検出することによって宇宙の空間的な幾何学や膨張の履歴を小さな系統誤差で導くことが可能で、暗黒エネルギーの物理的性質、一般相対論的な重力理論の検証などの宇宙に関する物理学の基本的問題を調べる手段となりうる。

加えて、銀河の相関関数の非等方性として観測される赤方偏移空間歪み (RSD) も非常に有用な手法として盛んに利用されている。RSD とは、個々の銀河の固有速度によって生じた赤方偏移に

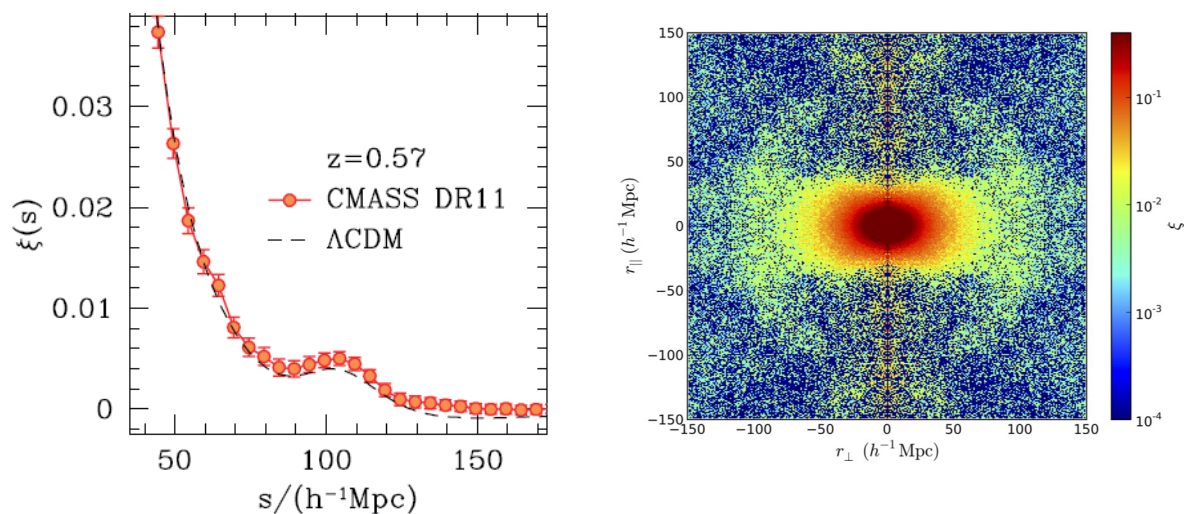


図 3.3: SDSS-III BOSS サーベイ (DR11) による角度平均した銀河の相関関数 ξ (Sanchez et al., 2013)。横軸は距離のスケールを表し、 $100h^{-1}\text{Mpc}$ 付近にバリオン音響振動によるピークが見える。なお ΛCDM とは標準宇宙モデルのことである。

図 3.4: SDSS-III BOSS サーベイ (DR11) による、銀河の相関関数 (赤いほど相関関数が高い) (Samushia et al., 2014)。縦軸は視線方向、横軸は天球面上での距離スケールである。この縦方向と横方向における歪みが、赤方偏移空間歪みである。

よる効果で、たとえ実空間における銀河の分布が等方であっても、実際に観測される赤方偏移空間上では非等方な揺らぎとなってしまうことから発生する (図 3.4)。この固有速度の影響は、密度揺らぎの成長率と関係づくため、その成長に対する暗黒エネルギーの影響を調べることに利用することができる。

最後に、弱重力レンズ効果を利用した方法を説明する。重力レンズ効果は、サーベイ対象の銀河からの光が経路上の物質による重力によって経路が直線からずれることで発生する。その中でも弱重力レンズ効果とは、物質の重力によって発生する重力レンズ効果の内、像の歪みが小さいために単独の観測対象を見ているだけではその影響が分からないもののことを呼ぶ。したがってこの弱重力レンズ効果は、多数の観測対象を統計的に処理することで、初めてその効果を測定することが可能となる。この弱重力レンズ効果は宇宙の物質分布つまり密度揺らぎの情報を保持しており、暗黒物質のエネルギー密度や暗黒エネルギーが密度揺らぎの成長に与える影響などについて、詳細に調べるために利用することができる。

以上の様に、宇宙論における未解決問題であるインフレーションの検証、暗黒エネルギーおよび暗黒物質の正体の特定に向け、様々な観測手法を用いることで宇宙論研究が行われている。ここまで挙げた観測手法による宇宙論は、これまではほとんど光赤外観測によって推進されてきた。将来観測 (電波以外の波長については次節参照) により、これらの理解は格段に進歩することが予想される。しかし、今後は SKA が登場することで電波によりこれらの観測を行うことが可能になり、電波観測によるこれまでにない規模・精度の宇宙論を行うことができるようになる。これにより、理論・観測両方面における宇宙論分野の更なる発展が期待される。

3.1.3 他波長の将来計画

マイクロ波背景放射

これまで、COBEによる黒体輻射スペクトルの精密測定、地平線を超えた温度揺らぎの検出に始まり、DASIによるEモード偏光の検出(Kovac et al., 2002), WMAP衛星(Bennett et al., 2013), Planck衛星(Aghanim et al., 2018)による温度揺らぎの精密観測による宇宙論パラメタの決定、最近ではSPTpol(Hanson et al., 2013), POLARBEAR(Ade et al., 2014c), BICEP2/Keck Array(Ade et al., 2014d, 2015a), ACTpol(Sherwin et al., 2016)によるBモード偏光スペクトルの検出など、CMB実験はここ10年で急速な進展を遂げている。2018年にPlanck衛星の温度・偏光揺らぎ観測の最終結果が発表され、線形段階の密度揺らぎに由来するCMB温度揺らぎ・偏光揺らぎの観測は一段落を迎えた。今後のCMBの観測的研究の方向は大きく以下の4つが考えられる。

原始重力波由来のBモード偏光の検出 インフレーションによって作られる原始重力波は、原始密度揺らぎの場合とは異なり、CMBのBモードの偏光揺らぎも生成する。しかしながら2019年末現在、原始重力波によって生成されるBモード揺らぎは未だ検出されていない。原始重力波由来のBモードは大角度スケールで卓越すると考えられるため、これまで地上の大型望遠鏡を用いた観測が試みられてきた。2020年代はBICEP Array, Simons Observatoryなど、現行の望遠鏡の同時観測・アップデートが期待される。また、Bモードの検出においては銀河系内のダストなどの前景放射の除去が欠かすことのできない重要な課題であり、LiteBIRDなどの衛星による多波長観測も計画されている。

重力レンズ由来のBモード偏光観測 CMB弱重力レンズ効果は、宇宙晴れ上がり時の温度・偏光揺らぎの分布が、手前にある大規模構造による重力ポテンシャルによって歪められることによって発生する。特に密度揺らぎ起源であるEモードがレンズ効果によりBモードに変換されるが、このBモードは小スケールで他からのシグナルを卓越するため、重力ポテンシャルを再構築するのに適している(Okamoto & Hu, 2003; Hirata & Seljak, 2003)。重力レンズ効果によって推定される大規模構造は宇宙に存在する物質と重力の情報を含むため、例えばニュートリノ質量の精密測定や重力理論の検証などに用いることができる。

スニヤエフ・ゼルドビッチ(Sunyaev-Zel'dovich; SZ)効果 大規模構造に付随する高温プラズマ(主に銀河団)はCMB光子を電子の熱運動によって逆コンプトン散乱することにより、CMBの黒体放射を歪ませる(熱的SZ)。この歪みの大きさは高温ガスの内部エネルギーに比例するため、重力ポテンシャルすなわち銀河団の質量のよい指標になる。また、この歪みは高周波側では温度の上昇、低周波側では温度の下降として観測され、温度揺らぎの観測からも検出することができる。一方、宇宙の再イオン化期に生成されるイオン化領域によるコンプトン散乱はその領域の特異速度に依存したドップラー効果により新たな温度揺らぎを生み出し(動的SZ)この効果を観測することにより、宇宙再イオン化期の情報(再イオン化開始時刻や時間など)を得ることが期待できる。

スペクトル歪みの詳細観測 角度揺らぎとは別の方向性として、CMBのプランク分布からのずれ(スペクトル歪み)の詳細な観測が計画・議論されている。スペクトル歪みは歪みのパターンに従って分類されており、特に特徴的な歪みのパターンとして μ 歪み、 y 歪みがある。例えば、前述のスニヤエフ・ゼルドビッチ効果を通じて y 歪みが生成することが知られている。また、宇宙初期に

おける熱浴への熱流入の時期によって μ 歪み、および、 y 歪みが引き起こされることが指摘されており、この歪みを詳細に観測することにより初期宇宙での物理過程を調べることができる。物理過程には、スニヤエフ・ゼルドビッチ効果の他に例えば粘性散逸による加熱や、暗黒物質の崩壊、初期磁場の散逸などがある（例えば Tashiro (2014)）。

光赤外

光赤外波長域での宇宙論サーベイは、主に弱重力レンズ、銀河の空間クラスタリング、Ia型超新星爆発の距離指標などを通して宇宙論モデルを検証することを目的としている。弱重力レンズ効果の観測には主に地上と宇宙望遠鏡を用いた撮像観測が行われる。地上からは大口径の望遠鏡で広い範囲に渡って効率的に観測することができる一方で、大気揺らぎによる形状測定への不定性が増大する。宇宙望遠鏡を用いることでより高品質の画像データを取得できるが一般に視野が狭く両者は相補的である。また一般には撮像観測では個別の銀河のスペクトルを測定するかわりに広帯域フィルターを用いた多色観測を行うことで銀河までの距離推定を行うため、距離決定精度は分光観測に比べて劣る。銀河サーベイでは銀河までの距離を精密に測定することで、空間的な三次元クラスタリング情報を抽出する。 $z < 1$ の範囲では、可視光領域の観測で十分であるが、より高赤方偏移まで探査するためには赤外領域での分光観測も重要となること、更により広い天域を掃天する目的で、次世代観測では宇宙望遠鏡による銀河サーベイが策定されている。Ia型超新星観測は特殊な観測戦略が必要である。Ia型超新星の絶対光度の情報を取得するためには、多バンドによる時系列データ（光度の時間変化）が必要となる。同時に精密な赤方偏移測定も必要であるため、分光観測による即時のフォローアップ観測が必要となる。このような背景からIa型超新星による宇宙論サーベイでは、ToOなどの特殊な観測提案が付随していることが多い。

撮像サーベイで2020年頃までの主力となるのは、すばる8m望遠鏡を用いた日本のHyper Suprime-Cam (HSC) サーベイ、アメリカが主導するチリの4m望遠鏡を使ったDark Energy Survey (DES)、欧州ESOが主導するKiDSサーベイである。HSCは 1400 deg^2 の領域を $r \sim 26$ 等の深さで、DESは 5000 deg^2 の領域を $r \sim 25$ 等の深さで、KiDSは 1500 deg^2 の領域を $r < 25$ 等の深さでそれぞれ観測する。これらのサーベイは既に概ね観測を完了しつつあり、初期科学成果としてCosmic Shearを用いた宇宙論パラメータへの制限を行っている(Hildebrandt et al., 2017; Troxel et al., 2018; Hikage et al., 2018; Hamana et al., 2019)。また、銀河分布や銀河団と重力レンズ効果の相互相関により更に独立な情報を引き出す解析も精力的に行われており、撮像サーベイと分光サーベイのシナジーも重要な役割を果たしている。

2020年以降に台頭してくる次世代の撮像サーベイは、Euclid (ESA)、WFIRST-AFTA (NASA)、LSST (米国) が挙げられる。Euclid、WFIRST-AFTAは共に宇宙望遠鏡で、地上からは感度の悪い赤外波長域で銀河を観測することで、高赤方偏移の銀河の測光と形状を精密に測定することに重点を置いている。銀河の距離を決めるために可視光領域の地上望遠鏡と提携する必要がある。地上望遠鏡による銀河の形状測定では、PSF (点広がり関数) を補正して正規の銀河形状を推定するのが最も難しい問題点であったが、これらの宇宙望遠鏡によりこの問題が大幅に改善されるものと期待されている。Euclidは、 15000 deg^2 の領域に渡り、 Y, J, H バンドで24等の撮像データを用いた重力レンズ宇宙論をターゲットとしている。WFIRST-AFTAは多目的宇宙望遠鏡であるが、 2000 deg^2 の領域を Y, J, H バンドでそれぞれ26.7等まで観測し、より深い撮像データを取得する予定である。WFIRST-AFTAでは、更に暗い銀河(27.5等)まで観測し、遠方のIa型超新星による宇宙論も展開する予定である。地上望遠鏡のLSSTでも同様に重力レンズ宇宙論とIa型超新星に

よる宇宙論が策定されている。LSSTは赤道座標南天の約 $20,000 \text{ deg}^2$ の領域を網羅的に観測するサーベイ専用望遠鏡であり、一回の露光で $r \sim 24$ 等まで到達することができる。最終的に露光を複数回繰り返して27等まで到達する。LSSTでは超新星探査や時間変動天体の探査のために時系列データの取得を計画しており、一度露光した領域に一定時間後何度も立ち帰り観測を繰り返すことで、時間変動天体を大量に発見、調査することが可能で、時間変動天体に関する理解が圧倒的に深まるものと期待されている。これに関しては東京大学で計画されているThe University of Tokyo Atacama Observatory (TAO)も重要な寄与をすると期待される。この大規模な時間変動を利用した宇宙論研究、たとえばIa型超新星爆発の統計解析や強い重力レンズの時間の遅れの研究などで大きな進歩が期待できる。

一方、分光サーベイでは現在最も大規模な分光サーベイとして、Sloan Digital Sky Surveyの第四期サーベイの一つExtended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey (eBOSS)が2014年より観測を開始しており、 $z \sim 3$ までの高赤方偏移QSOの分光観測を行っている。2020年代には地上望遠鏡としては、すばる望遠鏡に取り付けられる予定の多天体分光器 (Prime Focus Spectrograph: PFS) や、地上4m望遠鏡に多天体分光器を取り付ける、米国のDark Energy Spectroscopic Instrument (DESI)が稼働する。DESIは2019年10月にエンジニアリングファーストライトを終えている。また、先述のEuclidとWFIRSTは同時に分光装置も備えており、赤外波長帯において分光観測を行う予定である。いずれもこれまでにない高赤方偏移($z \sim 3$)において、銀河のクラスターリング情報から、バリオン音響振動を通して角径距離とハッブルメートル定数を測定し、暗黒エネルギーの状態方程式パラメータを1%以下の精度で制限することを目指している。

またこれらサーベイ観測と並んで、地上に30m級の大型望遠鏡を作る動きもある。アメリカや日本が主導するThirty Meter Telescope (TMT)もその一つであり、ハワイに30m望遠鏡に設置し2021年稼働開始を目指している。ヨーロッパが主導するEuropean Extremely Large Telescope (E-ELT)はチリに39m望遠鏡を設置、アメリカなどが主導するGiant Magellan Telescope (GMT)も同じくチリに22m望遠鏡を設置し、2020年代の稼働を目指している。これらの大型望遠鏡は、暗い遠方銀河の分光観測による測光的赤方偏移の較正、遠方超新星爆発や強い重力レンズなどの宇宙論的に重要な天体の分光や補償光学を用いた高空間分解能撮像などの場面で活躍すると期待され、宇宙論研究にやはり重要な役割を果たす。

X線

X線観測による宇宙論の研究では、銀河団・銀河群の探査を行い、光赤外の観測による重力レンズ効果・電波観測によるSZ効果などから較正を行った推定質量を用いて銀河団・銀河群の質量関数と理論的なダークマターハローの質量関数を比較することで、宇宙論パラメータ・原始非ガウス性・重力理論などに制限を課すことが行われている。X線観測衛星のミッションは大きく分けて、銀河団・銀河群の大規模なカタログを作るサーベイ型のミッションと、個々の銀河団を詳しく調べて推定質量の較正に役立つ天文台型のミッションに分けられる。SKAが運用されるまでの今後10年間に計画されているX線観測衛星計画で、宇宙論的な文脈での研究が中心的なサイエンスを占めるものを以下に列挙する。

- eROSITA on Spektr-RG (Russia, Germany・サーベイ型)

ロシアとドイツが共同開発するSpektr-RGというX線観測衛星の観測装置の一つ。2019年打ち上げ。有効面積の大きなX線望遠鏡とX線CCDの組み合わせで、X線での全天サーベイを行い銀河団とAGNのカタログを作成する予定。

- DIOS (日本・天文台型)
ダークバリオンの大半を占めると考えられる Warm-Hot Intergalactic Medium (WHIM) 探査に特化した X 線観測衛星。Diffuse Intergalactic Oxygen Surveyor の略。JAXA/ISAS のイプシロンロケットを用いた小型科学衛星シリーズでの打ち上げを検討中。ASTRO-H の 200 倍以上という非常に大きなグラフス (望遠鏡の有効面積と視野の積) を持つ X 線望遠鏡、TES カロリメータを用いた高いエネルギー分解能 (5eV 以下) の X 線分光装置が特徴。
- ATHENA (ESA)
ESA が計画中の X 線観測衛星で 2028 年打ち上げ予定。eROSITA の更に 10 倍以上の有効面積を持つ Wide Field Imager (WFI) と TES カロリメータを用いた高いエネルギー分解能をもつ X 線分光器 X-ray Integral Field Unit (X-IFU) を搭載し、これまでになかった深い X 線観測を行うことが可能になる。銀河団に関しては、赤方偏移が 1 を超える宇宙での銀河団や銀河群を内部構造も含めて観測する。また、再電離期程度の遠方宇宙までの銀河中心ブラックホールを観測することで、巨大ブラックホールの成長を理解することを目指している。

3.1.4 SKA pathfinder による宇宙論

以下、SKA の pathfinder による宇宙論に関連した稼働中のサーベイをまとめる。

continuum survey

- ASKAP EMU
正式名称は Evolutionary Map of the Universe である。全天の 75% を $10 \mu\text{Jy}/\text{beam rms}$ の感度、10-15 arcsec の角度分解能でサーベイし、約 7 千万個の銀河観測が期待されている。 $z = 1$ までの star forming galaxy を観測できると期待されている。周波数帯は、1130-1430 MHz である。
- WODAN
正式名称は Westerbork Observations of the Deep APERTIF Northern-Sky である。WSRT (Westerbork Synthesis Radio Telescope) に配備された phased array feed 受信機である APERTIF を用いたサーベイである。ASKAP で観測できない全天の 25 % の領域を $10 \mu\text{Jy}/\text{beam rms}$ の感度、15 arcsec の角度分解能で観測する。
- MeerKAT MIGHTEE
正式名称は MeerKAT International GigaHertz Tiered Extragalactic Exploration Survey である。 $0.1 - 1.0 \mu\text{Jy}/\text{beam rms}$ の感度で、ASKAP-EMU や WODAN に比べて狭い領域 (20deg^2) の観測を 950 MHz-1.7 GHz の観測周波数帯で行う。
- LOFAR
正式名称は Low Frequency Array である。直径 400 km に広がる大型電波干渉計であり、10-90 MHz と 110-240 MHz の低周波観測を行うアンテナを有する。最高周波数 240 MHz で最

表 3.3: SKA の宇宙論サーベイデザイン (Maartens et al., 2015)。

サーベイ	フェーズ	赤方偏移	掃天面積 [deg ²]	銀河数 [個]
HI 銀河赤方偏移サーベイ	SKA1-MID	$z \lesssim 0.7$	5,000	$\simeq 10^7$
	SKA2-MID	$z \lesssim 2$	30,000	$\simeq 10^9$
HI 強度マッピングサーベイ	SKA1-MID	$z \lesssim 3$	30,000	–
	SKA2-MID	$z \lesssim 3.7$	30,000	–
銀河連続波サーベイ	SKA1-MID	$z \lesssim 3$	30,000	$\simeq 10^8$
	SKA2-MID	$z \lesssim 6$	30,000	$\simeq 10^9$

大の分解能 0.6 arcsec での観測が可能である。

HI survey

- ASKAP-WALLABY

正式名称は Widefield ASKAP L-Band Legacy All-Sky Blind Survey である。全天の 75 % を観測し $z = 0.26$ までの銀河を 500,000 個観測できる見込み。

- CHIME

正式名称は Canadian Hydrogen Intensity Mapping Experiment である。400-800 MHz の周波数帯で中性水素からの 21cm 線観測を行い、 $0.8 < z < 2.5$ での宇宙大規模構造の三次元マップの生成を行う。4 つの隣接する 20 m×100 m の円柱反射望遠鏡からなる。各シリンダーの焦点軸には 256 の二重偏波アンテナが並んでおり、各アンテナは北の地平線から南の地平線にほぼ伸びる大きな帯状の天球からの放射を受信する。

3.2 国際 SKA のサイエンス

3.2.1 SKA による宇宙論サーベイ

SKA では、これまでにない十分大きい体積、つまり十分多数のモードを観測することで、CMB による精密探査を超えた宇宙論の新しいフロンティアに到達することができる。SKA は Phase-2 が建造されたときには $\sim 10^9$ 個もの莫大な数の銀河を探索しうることから、宇宙論における究極のサーベイ (“Billion galaxy survey”) として期待されている。この節では以下、SKA Phase-1 (SKA1) および Phase-2 (SKA2) における宇宙論サーベイについてまとめておくことにする (表 3.3)。

SKA で行う宇宙論サーベイとして、いくつかの異なる観測手法が計画されている。ひとつは HI 銀河赤方偏移サーベイ (HI galaxy redshift survey; gal) と呼ばれるもので、赤方偏移した中性水素の 21cm 輝線を観測することで、銀河の赤方偏移サーベイを行うものである (Abdalla et al., 2015)。これまで Arecibo による $z < 0.14$ までの観測しかなかったが (Feudling et al., 2010)、SKA ではより高赤方偏移までサーベイするように計画されている。それにより、 10^4 観測時間で 5,000 平方度がカバーされ、観測される銀河の個数は、band 2 の観測では SKA1-MID で $\simeq 10^7$ 個、SKA1-MID

での band 1 では $\sim 10^4$ 個となる予定である。SKA による 21cm 線の観測では、可視光での銀河の観測と同程度の赤方偏移測定精度が期待されるが、Phase-1 の SKA の観測機器では銀河の検出限界が $5,000 \text{ deg}^2$ の領域に対して 10^4 観測時間で $70 - 100 \mu\text{Jy}$ と悪く、観測できる銀河の数において可視光・近赤外領域での BOSS や Euclid と比べてやや見劣りする。一方、SKA Phase-2 (full SKA) では $30,000 \text{ deg}^2$ の領域に対して同じ観測時間で検出限界が $5 \mu\text{Jy}$ と大幅に改善され、観測される銀河の数が $z \lesssim 2$ で $\sim 10^9$ 個と他の銀河探査プロジェクトを上回っている。

もうひとつは、HI 強度マッピングサーベイ (HI intensity mapping survey; IM) と呼ばれるもので、大規模構造の密度場を探査するために近年提唱された手法である (Santos et al., 2015; Battye et al., 2004; Wyithe & Loeb, 2007; Chang et al., 2007; Peterson et al., 2009)。一般に銀河サーベイでは、個々の銀河を特定するために高い感度を要求する。個々の銀河を分解して観測するのではなく、比較的低い空間分解能で銀河からの放射を連続的に掃くものである。この手法では、通常の銀河の赤方偏移探査における天体の検出と赤方偏移の測定を同時に行うため観測時間が短く済み、 $30,000 \text{ deg}^2$ という大きな観測領域を掃天することができる。SKA では Phase-1 の SKA1-MID を用いて赤方偏移が $z \lesssim 3$ の HI 放射線をこのサーベイでマッピング観測することができる。

最後に、銀河からのシンクロトン放射を用いる電波連続波サーベイ (Radio continuum survey) も宇宙論においては多くの利点を持つことが指摘されている (Jarvis et al., 2015)。可視光によるサーベイと違い、ダストによる影響を受けにくく、SKA では $z \lesssim 6$ という高い赤方偏移の銀河までも観測することができる。また、SKA1 でも $30,000 \text{ deg}^2$ の掃天を行うことが計画されており、観測される銀河数は SKA1 で $\sim 10^8$ 個、SKA2 では $\sim 10^9$ 個となる。その一方で、21cm 輝線と違ってスペクトルに特徴がないため、銀河の赤方偏移情報を得ることが難しい。HI サーベイや可視光サーベイと組み合わせることで部分的に赤方偏移情報を与えることができる。また、連続波サーベイにより銀河の形状を観測することができることから、弱重力レンズ効果の探査を行うことができる。SKA1 では $5,000 \text{ deg}^2$ 程度の掃天であるのに対し、SKA2 では $30,000 \text{ deg}^2$ を掃くことができる。観測する銀河数は $\sim 5 \text{ 個/arcmin}^2$ (SKA1)、 $\sim 10 \text{ 個/arcmin}^2$ (SKA2) であり、可視光による弱重力レンズサーベイに比べて若干見劣りする。しかし、高赤方偏移銀河まで観測できることから、他波長サーベイと遜色ない観測を行うことができる。

3.2.2 バリオン音響振動

BAO の振動スケールの測定は、主に銀河の赤方偏移探査から銀河のクラスタリング解析を行うことで行われる。Eisenstein et al. (2005) によって SDSS の LRG (Luminous Red Galaxy) サンプルの二点相関関数の解析によって近傍の宇宙大規模構造において最初に BAO が検出された。実際に観測される BAO スケールは天球面上の角度：

$$d(z) = r_s / D_V(z), \quad (3.4)$$

で与えられる。但し、 D_V は

$$D_V(z) = \left((1+z)^2 D_A^2(z) \frac{cz}{H(z)} \right)^{1/3} \quad (3.5)$$

で与えられる。ここで、 $D_A(z)$, $H(z)$ はそれぞれ角径距離およびハッブル膨張率を表す。これが観測される BAO の振動スケールに一致するように宇宙論パラメータを決定するが、 $D_V(z)$ だけを

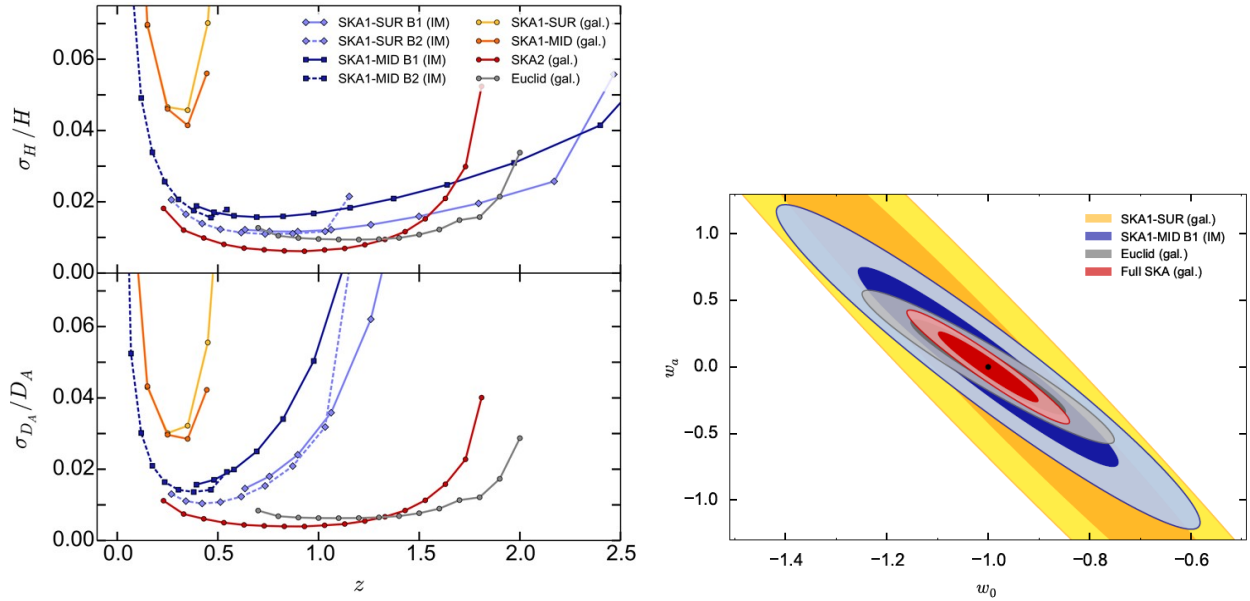


図 3.5: (左図) 様々な BAO 観測計画での H および D_A の決定精度。(右図) 暗黒エネルギー状態方程式パラメータ (w_0, w_a) の決定精度。比較のため、Euclid による銀河サーベイ計画の感度もプロットしている。(Bull et al., 2015)

用いた宇宙論パラメータの推定にはパラメータ間の縮退が発生する。そこで、天球面方向と奥行方向の BAO の振動スケールを別々に評価することで、それらの比である

$$F(z) = (1+z)D_A(z)H(z)/c \quad (3.6)$$

を測定し、 $D_V(z)$ と $F(z)$ をあわせて宇宙論パラメータを推定することで上述の縮退を解くことができる。

BAO の振動スケールを様々な赤方偏移で測定することによって、より精密に宇宙論パラメータを推定できる。中でもダークエネルギーのエネルギー密度とその状態方程式パラメータ w の推定に利用される。現在の銀河の赤方偏移探査による暗黒エネルギーの状態方程式パラメータの推定は、いわゆる宇宙定数と整合的だが精度が良くない。状態方程式パラメータ ((3.2), (3.3) 式) を精密に測定することで、暗黒エネルギーの正体の解明につながることを期待される。

図 3.5 左図は HI 銀河赤方偏移サーベイ (gal) および HI 強度マッピングサーベイ (IM) を含む様々な BAO の観測計画について達成可能な $H(z)$ および $D_A(z)$ の測定精度を赤方偏移の関数として表したものである。Phase-1 での HI 銀河赤方偏移サーベイでは現在の可視光サーベイの推定精度と比較して同程度の推定精度であるのに対して、強度マッピングサーベイでは観測するすべての赤方偏移において HI 銀河赤方偏移サーベイよりも良い推定精度が期待される。また、Phase-2 の SKA を用いた HI 銀河赤方偏移サーベイではより広い赤方偏移において 1% よりも良い推定精度で推定できると予想され、これは次世代の Euclid などのミッションと同程度の測定精度を達成できると期待される。これらの BAO 観測計画による暗黒エネルギーの状態方程式パラメータの推定精度が図 3.5 右図に示してある。

3.2.3 赤方偏移空間歪み

遠方の天体までの距離は、その天体の宇宙膨張による後退速度に起因する赤方偏移 z と宇宙論パラメーターとに密接に関係している。その一方、その天体に特有な特異運動 (特異速度の動径成分) に起因する赤方偏移も存在する。この場合、観測される赤方偏移の情報からだけでは本当の距離の見積もりを誤ることになる。

この効果により、銀河の密度分布の相関を特徴付ける銀河の個数のパワースペクトル $P_g^{\text{obs}}(k, \mu, z)$ は、真に正しい銀河のパワースペクトル $P_g(k, z)$ との間に、以下のようなズレが生じることが知られている。

$$P_g^{\text{obs}}(k, \mu, z) = (1 + \beta^2 \mu^2) P_g(k, z), \quad (3.7)$$

この式はカイザー公式と呼ばれ、線型近似の範囲内では妥当な近似式であることが知られている。ここで、 μ は、着目している天体への視線方向と波数ベクトル \mathbf{k} の間の方向余弦を表す。ここで、その係数である赤方偏移空間変形パラメータ β は、後に説明する線型成長率指数 f および銀河密度と物質密度の間の違いを表すローカルな線型バイアスパラメータ b を使って $\beta = f/b$ と表される量である。元来、真の銀河パワースペクトル $P_g(k, z)$ は、物質 (ダークマター + バリオン) の密度分布のパワースペクトル $P(k, z)$ からズレていることが知られており、先にも紹介したように、線型バイアスパラメータ b を導入して、以下のように書き表される：

$$P_g(k, z) = b^2(z) P(k, z), \quad (3.8)$$

ここで、バイアスはスケールに依存しないと仮定している。一方で、線型成長率指数 $f(z)$ は物質密度揺らぎの線形成長率 $D(z)$ を用いることで以下のように定義される：

$$f(z) \equiv \frac{d \ln D}{d \ln a}, \quad (3.9)$$

ここで $a(z) = 1/(1+z)$ はスケールファクターであり、 $D(z)$ は今の場合次のようになる (Linder, 2005)：

$$D(z) = a(z) \exp \left[\int_0^{a(z)} \left(\left[\tilde{\Omega}_m(a') \right]^\gamma - 1 \right) \frac{da'}{a'} \right], \quad (3.10)$$

但し、用いられた $\tilde{\Omega}_m(a)$ は、以下の定義である：

$$\tilde{\Omega}_m(a) = \frac{a^{-3} \Omega_m}{\sum_i \Omega_i \exp \left(3 \int_a^1 [w_i(a') + 1] \frac{da'}{a'} \right)}, \quad (3.11)$$

ここでの添字 i は暗黒エネルギー、物質場、曲率、放射場を取り、それぞれのエネルギー密度への寄与を表す。このように定義した場合には、線型成長率指数 f は

$$f(z) = \left[\tilde{\Omega}_m(z) \right]^\gamma, \quad (3.12)$$

のように表すことができる。広く知られているように、一般相対論では $\gamma \simeq 0.55$ である。以下では RSD の観測により、どのような宇宙論パラメータに対してどのような制限が得られるのかを簡単に紹介する。

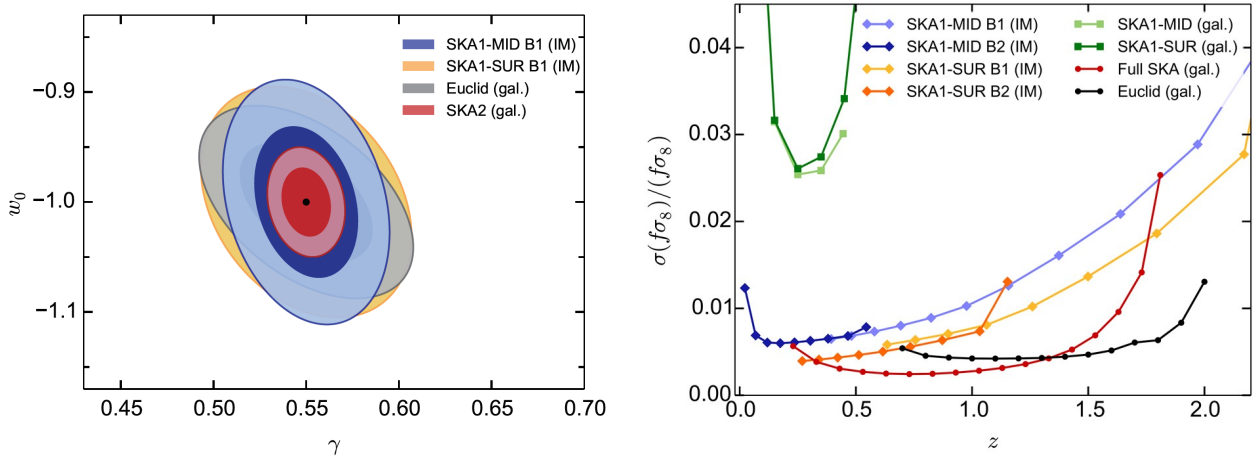


図 3.6: (左図) 暗黒エネルギーの状態方程式パラメータ w_0 および成長率指数 γ の決定精度。(右図) $f\sigma_8$ の決定精度。比較のため、Euclid による銀河サーベイ計画の感度もプロットしている。(Raccanelli et al., 2015)

暗黒エネルギーの状態方程式パラメータへの制限

既に示したように、RSD を測定することで密度揺らぎの成長率 f を観測から見積もることができる。そのため、暗黒エネルギーと密接に関連していることからのその状態方程式パラメータ ((3.2), (3.3) 式) の推定に利用することができる。将来の SKA による観測により、この2つのパラメータの精度よい情報が得られれば、宇宙定数とそれ以外の暗黒エネルギーのモデルを区別できることが期待されている。

修正重力理論への制限

3.1.1 節で述べてきたように、これまでに一般相対論を修正して、暗黒エネルギーを説明しようとする試みが多数なされてきた。(3.12) 式で導入された線型成長率指数 f の冪の γ は、修正重力理論に対して非常に鋭敏であることが知られている。重力理論が一般相対性理論で記述される場合には $\gamma \approx 0.55$ であるのに対し、代表的な修正重力理論である $f(R)$ 重力理論では $\gamma \approx 0.40 - 0.43$ 、DGP プレーンワールドモデルでは $\gamma \approx 0.68$ 程度の値をとることが示唆されている (Linder, 2005)。この成長率指数を観測的に精度よく決める事により、修正重力理論に対してする貴重な情報を得ることが出来る。図 3.6 左図は HI 銀河赤方偏移サーベイ (gal) および HI 強度マッピングサーベイ (IM) による RSD 観測計画について、暗黒エネルギーの状態方程式パラメータ w_0 と成長率指数 γ の決定精度を示したものである。図からわかるとおり、 γ を制限することから修正重力理論を区別するために十分な精度が期待できる。

(3.12) 式のように表せないような一般的な状況においては、質量揺らぎの分散の平方根 σ_8 (ここで 8 は半径 $8h^{-1}\text{Mpc}$ の球で平均した量であることを表す。) を用いて、 $f\sigma_8$ および $b\sigma_8$ の組み合わせについての制限を得る事により、モデルを区別するという手法が取られる。図 3.6 右図に、赤方偏移 z の関数として $f\sigma_8$ の決定精度を示す。

これまで示してきたように、RSD を観測することにより、宇宙論パラメーターを厳しく制限することができる。特に、暗黒エネルギーのモデルパラメータへの制限はたいへん強力であり、暗黒エネルギーのモデルを区別するために十分な感度を有している。将来の SKA による RSD 観測により、暗黒エネルギーの正体が解明されることが期待される。

3.2.4 HI 強度マッピング：前景放射

既に述べたように、HI 強度マッピングサーベイは個々の銀河を特定せず、1つの大きなピクセルを用意し、そこに含まれる特定されない銀河群からの中性水素 21cm 線を観測する。これにより、大規模構造を 3 次元的に観測することが可能になる。SKA-1 による中性水素 21cm 観測により、 $z < 3$ までの大規模構造を調べることができる。特に、宇宙論的な大規模構造の観測にはそれほど分解能は不要であるので、視野の広い電波観測は都合がよい。また、21cm 線には他の輝線と混同するおそれがない点も長所である。さらに干渉計による観測では、データを取得する際に周波数毎にビーム幅を合わせることが出来る点も、系統誤差を減らす点で重要である。

ただし、これらは桁で大きい銀河系のシンクロトロン放射と自由-自由放射による前景放射を除くことができればの話である。銀河系の放射は周波数方向になめらかであり、宇宙論的なシグナルは近似的には周波数毎に相関はないと期待されるので、このことを用いて前景放射とシグナルを分離する手法が様々開発されている。ここでは前景放射の差し引きの代表的な方法について紹介する (Wolz et al., 2015)。これらの方法では、視線方向の長波長揺らぎ以外は統計誤差の範囲で再現できることが分かっている。

特異値分解法 (SVD)

この方法は Green Bank Telescope (GBT) による観測で応用されている方法で、主成分分析を経験的に発展させたものである (Switzer et al., 2013)。観測機器による影響を減らすため、データを二つのシーズン A, B に分けて相互相関行列を考える。これは時刻が違えばノイズ間の相関はないため、下に述べる相互相関行列を元に前景成分を抽出する際にノイズの影響を減らすことができると考えられているからである。相互相関行列は以下で与えられる。

$$\mathbf{C}_{AB} \equiv \left\langle \vec{I}_A(\theta) \left(\vec{I}_B(\theta) \right)^T \right\rangle \quad (3.13)$$

ここで、 $\vec{I}_A(\theta)$ はシーズン A での θ 方向の電波強度をあらわし、ベクトルの成分は各周波数での電波強度とする。括弧 ($\langle \dots \rangle$) で示した平均はピクセルでのサンプル平均とする。この場合、 \mathbf{C}_{AB} は実対称行列ではないので、対角化の代わりに特異値分解 $\mathbf{C}_{AB} = \mathbf{U}\mathbf{\Sigma}\mathbf{V}^T$ を行い、 $\vec{y}_A(\theta) = \mathbf{U}^T \vec{I}_A(\theta)$ 、 $\vec{y}_B(\theta) = \mathbf{V}^T \vec{I}_B(\theta)$ で定義すると、最大の相互分散をもつ成分（これを前景放射とみなす）はシーズン A では $y_1^A = \vec{u}_1^T \vec{I}_A$ 、シーズン B では $y_1^B = \vec{v}_1^T \vec{I}_B$ である。また、これらの成分は無相関となる。今、21cm シグナルと前景放射は相関がないと考えられていて、21cm シグナルに比べて前景放射の分散はずっと大きいと思われているので、この成分を引くことで前景放射を除去できるというわけである。分散のもっとも大きい成分 (p1 とする) は、例えばシーズン A では $\vec{I}_{p1}^A = \vec{u}_1 \vec{u}_1^T \vec{I}_A$ となるので、元のマップからこの成分を引くことで前景放射の除去を行う。

カルフネン・ロエーヴ分解

この手法では具体的な前景放射モデルが必要である。CMB や大規模構造の研究で使われてきており (Bond, 1995; Vogeley & Szalay, 1996)、最近 21cm 線の研究に応用された (Shaw et al., 2014)。相関行列がシグナル \mathbf{S} と前景放射 \mathbf{F} の和で書けるとして、 $\mathbf{C} = \mathbf{S} + \mathbf{F}$ とする。前景放射についてのみ白色化を行うと

$$\mathbf{F}^{-1/2} \mathbf{C} \mathbf{F}^{-1/2} = \mathbf{F}^{-1/2} \mathbf{S} \mathbf{F}^{-1/2} + \mathbf{I} \quad (3.14)$$

を得る。この準白色化した相関行列を直交行列 \mathbf{O} で対角化すると、

$$\mathbf{F}^{-1/2}\mathbf{C}\mathbf{F}^{-1/2} = \mathbf{O}(\mathbf{\Lambda} + \mathbf{I})\mathbf{O}^T \quad (3.15)$$

を得る。すなわち、直交行列の各列が S/N の大きい順に並んだ固有ベクトルとなっている。この固有ベクトルを元にマップからシグナルの大きいものを抜き出せばよいことになる。

独立成分分析 (FastICA)

FastICA は観測された map を $\vec{I}(\theta)$ 、見積もりたいシグナルを $\vec{s}(\theta)$ としたときに、

$$\vec{I} = \mathbf{A}\vec{s} \quad (3.16)$$

というモデルを考え、 \mathbf{A} と \vec{s} を同時に見積もる方法である。そのために、各シグナル成分は独立であると仮定する。これは無相関より強い仮定である。具体的には

$$\vec{s} = \mathbf{W}\vec{I} \quad (3.17)$$

という逆変換を考える際に、シグナルの各成分 s_i の分布の非ガウス性が最大になるように \mathbf{W} を構築すればよい。CMB への応用としては Maino et al. (2002); Ichiki et al. (2014b)、21cm 線観測への応用は Chapman et al. (2012); Wolz et al. (2014) がある。

3.2.5 HI トポロジー

トポロジーは、宇宙の大規模構造を探り、初期密度揺らぎの非ガウス性をテストするために当初導入された。宇宙論パラメータの推定や銀河進化モデルへの制限などにも応用されている。閾値を超える密度を持つ領域の幾何学は数学的には、ミンコフスキー汎関数を用いて特徴付けられることが知られている (Mecke et al., 1994; Pratten and Munshi, 2012; Hikage et al., 2008)。密度揺らぎ δ およびその標準偏差 $\sigma_0 \equiv \langle \delta^2 \rangle^{1/2}$ を用いることで、与えられた閾値 $\nu = \delta/\sigma_0$ を超えた等密度面のミンコフスキー汎関数は以下の4つ定義できる：体積 $V_0(\nu)$ 、表面積 $V_1(\nu)$ 、平均密度 $V_2(\nu)$ 、オイラー数 $V_3(\nu)$ である。この中でも、オイラー数 $V_3(\nu)$ はジーナス (Genus) と呼ばれる量 $G(\nu)$ と $V_3(\nu) = 2 - 2G(\nu)$ と関連している。ジーナスは、考えている領域に存在する穴の数から孤立した領域の数を引いた量として定義される。密度揺らぎが厳密にガウス分布に従う場合には、全てのミンコフスキー汎関数は解析的に解かれており、特に単位体積あたりのジーナス $G(\nu)$ は次のように表す事が出来ることが知られている：

$$G(\nu) = \mathcal{A}(1 - \nu^2)e^{-\nu^2/2}, \quad (3.18)$$

ここで、 \mathcal{A} は密度揺らぎ δ のパワースペクトルを用いて得られる振幅である。密度揺らぎのガウス分布からのどのようなズレも非ガウス性の証拠となりえるとともに、原始非ガウス性を制限する手法となる。原始非ガウス性はあらゆる高次モーメントによっても引き起こされることから、この研究はこれまでよく行われてきた3点相関関数つまりはバイスペクトルによる手法の拡張となっているが、一方で小スケールの構造には鈍感であることから、これらは相補的な関係になっている。21cm 線マップから得られるミンコフスキー汎関数は、低赤方偏移の大規模構造だけでなく、高赤方偏移の再電離期における中性水素の分布の分布をも特徴付けることができる。宇宙論の文脈の中で場の幾何学的性質を探るのが有効な手段となる分野は、以下の様なものが挙げられる。

原始非ガウス性

3.1.1 節で既に述べたように、原始非ガウス性は初期宇宙に対して深い理解を与えることができる。初期密度揺らぎが (3.1) 式で与えられる場合、ジーナスは厳密なガウス分布の場合の (3.18) 式からずれる。ジーナスのガウス分布からのズレは、2 次まで展開することで次のように得ることができる：

$$\Delta(\nu) \equiv \delta \left(\frac{G}{A} \right) = -e^{-\nu^2/2} \left[\left(S_{\text{pri}}^{(1)} - S_{\text{pri}}^{(0)} \right) H_3(\nu) + \left(S_{\text{pri}}^{(2)} - S_{\text{pri}}^{(0)} \right) H_1(\nu) \right] \sigma_0, \quad (3.19)$$

ここで、 H_n はエルミート多項式であり、 $S_{\text{pri}}^{(a)}$ は歪度パラメータと呼ばれる量である (Hikage et al., 2006)。 $S_{\text{pri}}^{(0)}$ は揺らぎの歪度を表しているのに対し、 $S_{\text{pri}}^{(1)}$ および $S_{\text{pri}}^{(2)}$ はその微分と関連する量であることから (3.1) 式に現れる非線形パラメータ f_{NL} に依存している。よって、これを測定することに事により、 f_{NL} への制限を得る事が出来る。SKA では $\sigma(f_{\text{NL}}) = 20$ 程度の制限が予想される (図 3.7)。原始非ガウス性が (3.1) 式で書けない場合であってもジーナスに影響が及ぶことから HI トポロジーは一般的な原始非ガウス性を制限しうる。

暗黒エネルギーと修正重力理論

大規模構造のトポロジーは構造の成長と関係付けることができる。実際、線形成長のみを考えるとときには (3.18) 式の A は保存し、スムージングスケールを R_G としたとき、 $A_Y(z, R_{G,Y}) R_Y^3 = A_X(R_{G,X}) R_X^3$ なる関係が成り立つことが期待される (Park & Kim, 2010)。ここで、 X は真の宇宙論パラメータを表すのに対し、 Y は採用した宇宙論パラメータを表し、一般に両者は異なっていてよい。異なる宇宙論モデルのスムージングスケール R_G は、 $(R_{G,X}/R_{G,Y})^3 = (D_A^2/H)_X / (D_A^2/H)_Y$ を通じて結びつけられている。この効果を用いることで、大規模構造のトポロジーは標準ものさしとして用いる事ができ、暗黒エネルギーモデルへの制限を与える事が出来る。また、修正重力理論を考える場合、揺らぎの成長率が一般相対論の場合と異なり、スケール依存性を持つことが知られている。暗黒エネルギーモデルへの制限と同様の理由で、修正重力理論のモデルへの制限も行う事が出来る。

再電離

トポロジー解析は宇宙再電離の詳細な過程に対して直接的で鋭敏なプローブを与える。トポロジーの定量的な観測量として HI の密度等高線のジーナスを用いることで、銀河間物質の再電離過程は次の 4 つのフェーズに分離することができる：(i) 再電離前、(ii) 再電離開始後 HII 領域の重なり合いが始まる前、(iii) 重複期、(iv) 重複後、である。(i) のフェーズでは、HI の分布は原始密度揺らぎを反映している。そのため、ジーナスカーブはガウス分布と整合的であり、トポロジーは HI 密度の線形発展に対して変わらない。(ii) は孤立した HII バブルによるトポロジーによって特徴付けられる。このフェーズの初期では、HII バブルが徐々に増えて行くため、ジーナスカーブの振幅も徐々に増えて行く。しかし、バブルの重なり合いが起きる (iii) ではジーナスカーブの振幅は徐々に減少していく。(iv) では銀河間物質はほとんどイオン化しており、ジーナスカーブの成長は孤立した中性水素領域の数の減少と整合的になる。このように、ジーナスは中性水素領域のトポロジーの時間発展を追う事ができ、さらに、再電離の異なる段階の赤方偏移を決定できるため、再電離シナリオの区別に応用する事が出来ると考えられる (Hong et al., 2014)。

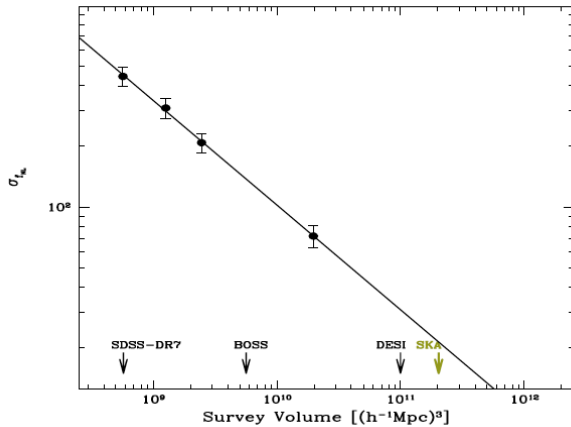


図 3.7: ジーナス統計を用いた f_{NL} の決定精度。

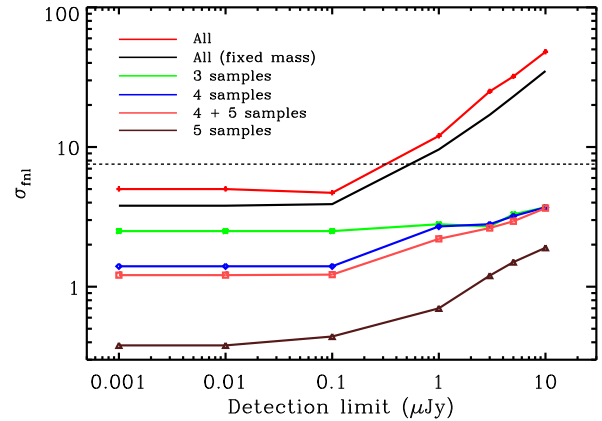


図 3.8: マルチトレーサー法を用いた場合の f_{NL} の決定精度 (Ferramacho et al., 2014)。

3.2.6 超地平線スケール宇宙論

非常に大きなスケールに隠されている宇宙論的な情報は非常に重要になりえる。大スケールでは構造の非線形発展を安全に無視することができるため、揺らぎの発展は線形領域に留まっている。また、物理過程はほとんど重力的な相互作用によって記述され、宇宙物理的な複雑なプロセスを考慮に入れる必要がない。そのような意味で、大スケールに制限することで非常にクリーンな探査が可能である。

大スケールは精密な理論予測が容易であるが、大スケールを観測することは非常に難しい。大スケールに対応するような非常に小さなフリーモードを探査するためには、大角度を観測するだけでは不十分であることに注意する。天球面上でどれだけ大スケールを観測しても、3次元の意味で観測しうるスケールは視線方向成分で制限されてしまう。つまり、十分深いサーベイが必要がある。二つ目の問題としては、大角度スケールにおいて十分なモード数が含まれないことから生じるノイズ：コズミックバリエーション (Cosmic Variance; CV) である。どれだけ大きな体積を持ってきても観測体積内に含まれる天体が少数であれば、その数で制限されてしまう。SKAはこの状況を打破しうる観測であり、大スケールに関する研究を大いに推し進めることができる (Camera et al., 2015)。

宇宙論的な大スケールを探査する重要性

3.1.1 節で述べたように、原始非ガウス性はインフレーションモデルを決定付けるために有用である。現在最も厳しい原始非ガウス性の制限は Planck 衛星によるものであるが、将来の CMB 観測を用いたとしても Planck 衛星の結果以上に改善することは難しい。原始非ガウス性を制限する新しいフロンティアは物質分布の大体積のサーベイである。同様に、宇宙論的スケールにおける一般相対論のテストも大規模構造の観測によって行うことができる。加えて、より大スケールを観測し、統計を稼ぐことにより、暗黒エネルギーや修正重力理論の厳しい制限を与えることができる。以下、SKA サーベイで期待される成果についてより具体的に述べる。

一般相対論効果

一般相対論的效果は、過去の光円錐上において数密度や輝度温度揺らぎを観測する際に現れる。これまでの解析では、ニュートン近似への標準的な補正として赤方偏移歪みと重力レンズによる増幅効果のみを部分的に取り入れてきた。しかし、これらの効果は十分小スケールでのみ重要になってくる。将来の広範かつ深いサーベイにおいては、宇宙物理学的な複雑なプロセスは無視できても全ての一般相対論的補正を含むような精緻な模型を用いることが重要になる (Yoo, 2010; Bonvin & Durrer, 2011; Challinor & Lewis, 2011; Bruni et al., 2011)。

原始非ガウス性

大スケールを探索することで宇宙原始揺らぎの重要な情報を得ることができる。これまで原始揺らぎの非ガウス性を探る最もよいプローブは CMB 温度揺らぎのバイスペクトルであった。しかし、原始非ガウス性は、背後にある物質分布のバイアスに対してスケールおよび赤方偏移依存性を付与することが明らかとなった (Dalal et al., 2008; Matarrese & Verde, 2008; Schmidt & Kamionkowski, 2010; Desjacques et al., 2009)。原始非ガウス性がないときの大スケールのバイアスを b と書いたとき、(3.1) 式で与えられる原始非ガウス性による補正項は次のように書ける：

$$\Delta b(z, k) = 3[b(z) - 1] \frac{\Omega_m H_0^2 \delta_c}{k^2 T(k) D(z)} f_{\text{NL}}. \quad (3.20)$$

ここで、 δ_c は崩壊時の物質揺らぎの臨界値、 $T(k)$ は遷移関数、 $D(z)$ は密度揺らぎの線形発展因子である。原始非ガウス性の効果により、パワースペクトルは大スケールで k^{-2} として振舞う。これは一般相対論的效果が効くスケールと一致しており、原始非ガウス性の精密な予言のために一般相対論的效果を適切に取り入れることが必要である。

修正重力理論

一般相対論は実験室や太陽系スケールでは精緻にテストされてきたが、宇宙論スケールではいまだ弱い制限しかない。暗黒エネルギーの文脈において大スケールにおける一般相対論のテストは非常に注目されている。3.1.1 節で述べたように、暗黒エネルギーの代替要素としての修正重力理論はこれまで非常に多く提案されており、これらの多くは暗黒エネルギーの状態方程式 ((3.2) 式) を変更することから、これを精密に探索することで模型を区別することができると思われる。修正重力理論の暗黒エネルギー以外の典型的な予言としては揺らぎの発展史への修正が挙げられる。その中でも揺らぎの成長率は最も揺らぎの発展史に鋭敏であり、HI 銀河赤方偏移サーベイや HI 強度マッピングサーベイにより RSD (3.2.3 節) を用いることで測定することができると期待されている。

宇宙論的な大スケールの観測手法

再イオン化期後の強度マッピング 21cm パワースペクトルをモデル化する際、物質場と HI パワースペクトルの間の関係を決めるバイアス関数の定量化は難しい。バイアスを理解するために、大規模構造の流体計算や N 体計算の結果から擬似 HI パワースペクトルを抜き出す様々な手法が開発されている。その中で、 $k \lesssim 1 h\text{Mpc}^{-1}$ のスケールではバイアスは定数に漸近することが示されている (Villaescusa-Navarro et al., 2014)。バイアスの完全な特徴を掴むまでには至っていないが、十分大スケールで HI バイアスを定数だと仮定することで、修正重力理論や原始非ガウス性の研究に応用することができる。

スケールに依存するバイアスによる原始非ガウス性の探査 HI バイアスを通じて、原始非ガウス性を制限することができる (Camera et al., 2013)。再イオン化後では、ほとんどの中性水素は銀河内にしか存在しないと考えられることから、中性水素のパワースペクトルは銀河に付随する暗黒物質ハロー分布にバイアスされていると考えられる。実際、視線方向の散乱および自己吸収を無視した場合、HI 線放射はハローの微分数密度と関連付けることができ、これによりバイアスを推定することができる。SKA1-MID を用いた場合の原始非ガウス性の決定精度は $\sigma(f_{\text{NL}}) \sim 2$ となる。SKA2 では $\sigma(f_{\text{NL}}) \lesssim 1$ を達成できる。

バイスペクトルによる原始非ガウス性の探査 銀河に比べ、HI の物質分布へのバイアスは相対的に小さい。そのため、線形バイアスおよび非線形バイアスの寄与を加えた樹形バイスペクトルを HI のバイスペクトルとしてモデル化することができる。高赤方偏移において原始密度揺らぎの寄与はより重要になる。SKA 1-MID では $\sigma(f_{\text{NL}}) = 45.7$ であり、SKA2 においては $\sigma(f_{\text{NL}}) = 6.6$ まで改善する。

再イオン化期における強度マッピング 原始非ガウス性は初期星形成銀河ハローのクラスター化にも影響を及ぼす。再イオン化時に星形成銀河ハローは銀河間物質中にイオン化されたパッチのネットワークを形成することから、イオン化水素の分布には原始非ガウス性の痕跡が残っていると期待される。ここで、イオン化密度バイアスは再イオン化モデルから導くことができる。SKA1-LOW では、この手法による原始非ガウス性への制限は $\sigma(f_{\text{NL}}) = 7.4$ となる。full SKA を用いることができるならば、制限は $\sigma(f_{\text{NL}}) = 4.7$ まで改善することができる (Mao et al., 2013)。

マルチトレーサー法 大スケールでの統計解析はスケールに依存するバイアスを通じて非ガウス性を探査することに対して非常に有利だが、精度は本質的に CV によって制限される。Seljak (2009) によって異なるバイアスを持つ2つ以上の観測量を用いることで CV をうまく回避する方法が提案されている。これをマルチトレーサー法と呼ぶ。この方法の基本的なアイデアとしては、少なくとも2つの異なるバイアスを持つ観測量を用意することにより、バイアスの比の決定精度についてはショットノイズだけによって決まるようにできることにある。Ferramacho et al. (2014) においてこれを SKA の連続波サーベイに適用している。SKA1 においてマルチトレーサー法を用いないと $\sigma(f_{\text{NL}}) = 32$ であるのに対し、用いることで $\sigma(f_{\text{NL}}) \sim 2.9$ まで改善する。SKA2 においては $\sigma(f_{\text{NL}}) \sim 0.7$ にまで到達することができると期待されている。図 3.8 にフラックスカットの関数として f_{NL} の決定精度を図示する。

ここまで示したように、SKA によって可能になる大スケールの観測によって、「インフレーションを起こしたメカニズムは何か」、「大スケールにおいて一般相対論は実現しているか」というような宇宙論における基礎的な疑問に答えることができるようになる。特に、これまで最も厳しい制限を与えてきた CMB による制限を凌ぐ制限を与えることが可能になる。SKA が与える制限は Euclid 衛星に代表される他波長の観測計画 (3.1.3 節) と競合しているが、これらのノイズの統計的性質はそれぞれに異なっていることから、それぞれの制限は相補的であり、その重要性を損なうものではない。

3.2.7 弱重力レンズ

SKA では銀河探査を利用した弱重力レンズ探査に加え、中性水素ガス 21cm 線の強度分布の観測を利用した手法も考えられており、特に後者は銀河探査よりも大きな赤方偏移の時代の観測に利用できると思われる。本節では、これら SKA を利用した弱重力レンズ探査について以下で解説を行っていく。

銀河の弱重力レンズ効果の測定

銀河に対する弱重力レンズ効果は、観測された銀河の形が歪む効果として観測される。現在この銀河探査による弱重力レンズ効果の観測は、可視光による観測が先行しており、CFHTLenS survey など実際にその効果が精度良く観測されている (Heymans et al., 2013)。しかし SKA の様な電波領域における高視野、高解像度の観測が実現すれば、従来可視光の領域であった弱重力レンズ探査を電波観測によって行うことができるようになると思われる。現在その観測における問題点や解析手法に対する研究が精力的に行われている (Brown et al., 2015; Patel et al., 2015)。

弱重力レンズ効果の観測においては、銀河の形状を解析する必要なら観測機器の角分解能に依存する。SKA は他波長、特に光赤外観測計画 (3.1.3 節) に比べ、角分解能は若干見劣りする。しかし、SKA はほぼ全体にわたる広い立体角 ($\sim 3\pi$ steradian) を観測するとともに、 $z \gtrsim 2$ のような大きな赤方偏移を持つ銀河を観測しうることから、他波長の観測と競合しうる性能を持つ。例えば図 3.9 の左図は、SKA によって連続波を用いて銀河探査を行った場合に期待される弱重力レンズ効果によって生じる歪みの効果 (歪み場相関関数のパワースペクトル) とその測定エラーである。光赤外による銀河探査計画である Euclid と比較して、より大きな赤方偏移の銀河を多数観測することが可能であり、その結果 SKA を利用することで非常に精度よく歪み場の観測が可能であることがわかる。また図 3.9 の右図は SKA2 の弱重力レンズ効果の観測を行った場合に期待される、物質 (暗黒物質とバリオン) の密度パラメータ Ω_m 、及び質量揺らぎの分散の平方根 σ_8 に対する制限の図である。特に質量揺らぎの分散 σ_8 は、密度揺らぎの成長を通して暗黒エネルギーの性質に依存するため、 σ_8 の精密な測定は正体不明の暗黒エネルギーの性質を調べる上できわめて重要であると言える。解析結果によれば、SKA1-early でさえ、現在の可視光による弱重力レンズ効果の観測と比較して数倍程度強い制限を与えることができると期待できる。また SKA1 は光赤外将来計画 DES と並び、さらに SKA2 のおいては Euclid と比肩するほどの観測性能を持つ。SKA による弱重力レンズ効果の観測が非常に強力であることが分かる。

また電波による弱重力レンズ効果の観測を行うことの利点として、可視光観測との相関を取ることができるという点も挙げる事が出来る。例えば単一の観測 (光学観測のみ等) によって測定された歪み場を γ とすると、 γ は重力レンズ起源の歪み場 γ_{grav} 、その系統誤差 γ_{sys} および銀河の固有の楕円率 γ_{int} によって

$$\gamma = \gamma_{\text{grav}} + \gamma_{\text{int}} + \gamma_{\text{sys}}, \quad (3.21)$$

と表されるが、単にその自己相関を取った場合、

$$\langle \gamma\gamma \rangle = \langle \gamma_{\text{grav}}\gamma_{\text{grav}} \rangle + \langle \gamma_{\text{grav}}\gamma_{\text{int}} \rangle + \langle \gamma_{\text{int}}\gamma_{\text{int}} \rangle + \langle \gamma_{\text{sys}}\gamma_{\text{sys}} \rangle, \quad (3.22)$$

であり、系統誤差の寄与 $\langle \gamma_{\text{sys}}\gamma_{\text{sys}} \rangle$ が残ってしまうことになる。次に電波観測と光学観測の間で相関を取ること考えてみる。電波観測による歪み場 $\gamma^{(r)}$ と光学観測による歪み場 $\gamma^{(o)}$ の間の相関

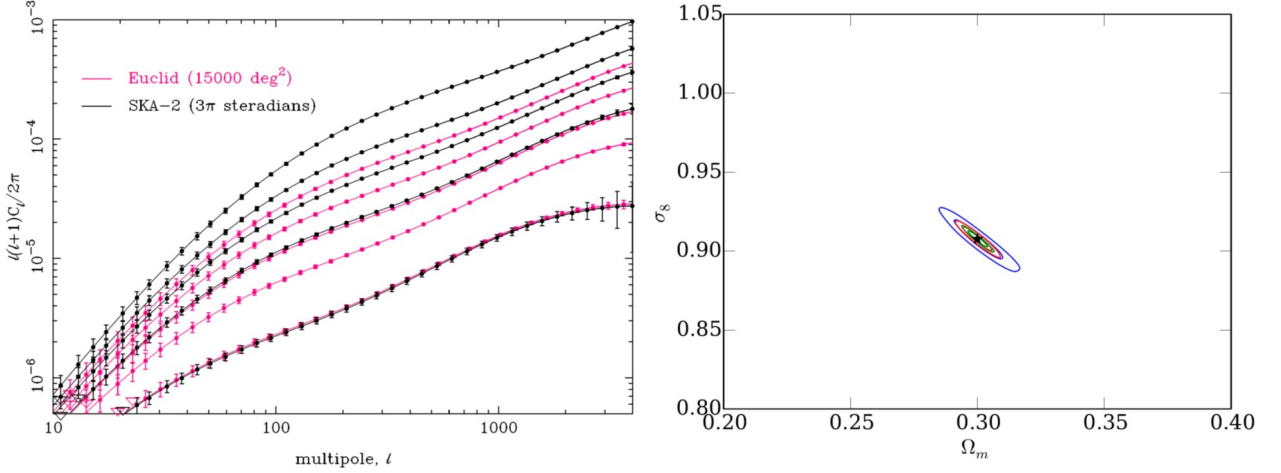


図 3.9: (左図) SKA2 で期待される歪み場のパワースペクトルとその観測エラー（各線は異なる赤方偏移におけるパワースペクトルであり、それぞれの実験に対し赤方偏移ビンを5つに区切り、各赤方偏移ビンの幅は観測される銀河数が同数になるように取られている。）。比較のため、Euclid による歪み場のパワースペクトルを赤線で示す。(右図) SKA2 の弱重力レンズ効果の観測を行った場合に期待される Ω_m と σ_8 の決定精度。なお円の色の違いは観測する立体角の違いを表し、それぞれ青線：1000 deg²、赤線：5000 deg²、緑線：3 π steradian の場合の制限である (Brown et al., 2015)。

を取ると

$$\begin{aligned} \langle \gamma^{(o)} \gamma^{(r)} \rangle &= \langle \gamma_{\text{grav}} \gamma_{\text{grav}} \rangle + \langle \gamma_{\text{grav}} \gamma_{\text{int}}^{(o)} \rangle + \langle \gamma_{\text{grav}} \gamma_{\text{int}}^{(r)} \rangle + \langle \gamma_{\text{int}}^{(o)} \gamma_{\text{int}}^{(r)} \rangle + \langle \gamma_{\text{sys}}^{(o)} \gamma_{\text{sys}}^{(r)} \rangle \\ &= \langle \gamma_{\text{grav}} \gamma_{\text{grav}} \rangle + \langle \gamma_{\text{grav}} \gamma_{\text{int}}^{(o)} \rangle + \langle \gamma_{\text{grav}} \gamma_{\text{int}}^{(r)} \rangle + \langle \gamma_{\text{int}}^{(o)} \gamma_{\text{int}}^{(r)} \rangle, \end{aligned} \quad (3.23)$$

であり、第5項目の系統誤差の寄与を落とすことができる。これは異なる実験間の系統誤差の間に相関がないということの結果である ($\langle \gamma_{\text{sys}}^{(o)} \gamma_{\text{sys}}^{(r)} \rangle = 0$)。また第4項である固有の楕円率の相関についても、電波と光学では放射機構が異なるため、単一の観測のみの場合より小さくすることができる。このように電波と可視光という異なる観測間で歪み場の相関を取ることによって、両観測に存在する系統誤差等を取り除くことができるのである。

さらに電波観測においては、銀河の偏光の情報を利用できるということも大きな利点である。銀河の弱重力レンズ効果を観測する上では、銀河の元の楕円率の方向には相関が無いと仮定することで、重力レンズによる楕円率の歪みの推定を行っている。しかし実際には異なる銀河の楕円率の間には相関が存在しており、その相関は系統誤差として影響を与える。そこで、その元の銀河の楕円率の情報を得るために、電波の偏光の情報を利用できるのではないかとということが指摘されている。この手法は銀河の元々の形状とその放射する電波の偏光との間に相関が存在するため可能となる。また銀河の回転軸と回転速度の観測を利用することで元の銀河の方向を推定するという手法も提案されている (Blain, 2002; Morales, 2006)。

銀河楕円率推定のシミュレーション

以上で説明した銀河の弱重力レンズ効果の観測においては、ノイズの存在する観測データから、銀河の形状（楕円率）を正確に推定することが重要となる。そのため、銀河の楕円率を観測デー

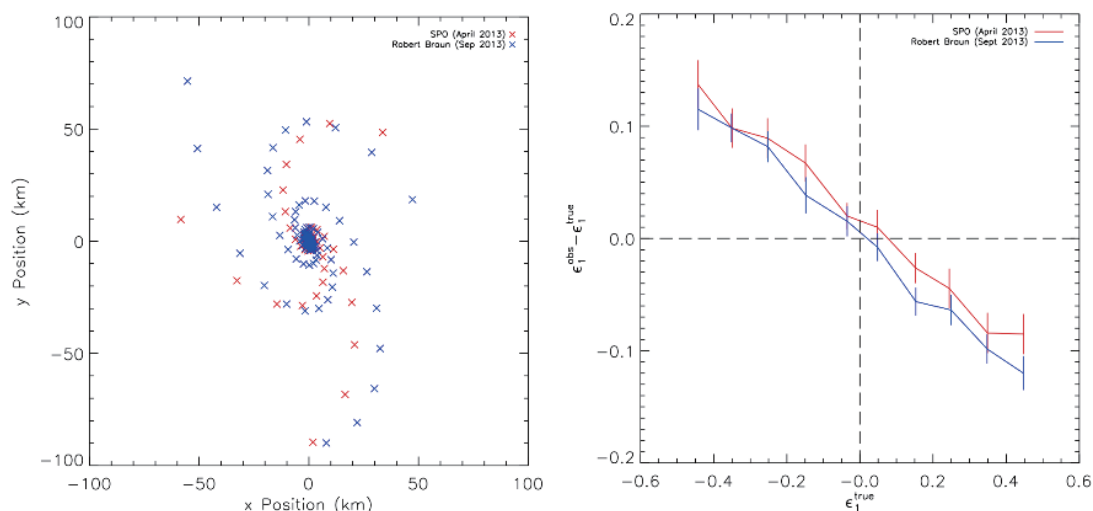


図 3.10: SKA のアンテナ配置の違いによる、観測される銀河楕円率に生じる系統誤差の見積もり。左図はアンテナの配置であり、右図は左図のそれぞれのアンテナ配置の場合に生じる楕円率の系統誤差の大きさ（縦軸）を表す (Patel et al., 2015)。

タから推定する解析手法の開発や、電波干渉計のアンテナをどのように配置するのが、銀河の楕円率を推定する上で最も効果的なのかについて、詳細に調べていく必要が生じて来る。そのことを目的とし、銀河の形状をインプットとして与え、電波干渉計のアンテナ配置を様々に仮定した上で、元の銀河の形をどの程度画像として正確に測定できるかについてシミュレーションを行うという研究が現在行われている。それらのシミュレーションでは、アンテナ配置によって生じる系統誤差の大きさがどの程度になるのかについて詳細に調べられており、そのシミュレーションによる結果の例が図 3.10 の右図である。左図は計画されている SKA のアンテナの配置の一例で、それぞれ赤と青の配置の場合に生じる系統誤差の影響が右図に示されている。右図の縦軸はその系統誤差によって生じる観測される銀河の楕円率の第 1 成分 e_1^{obs} と実際の銀河の楕円率 e_1^{true} の間の差を表している（この図では楕円率の成分の内、片方の軸の成分のみ表示してある）。

今後、これら銀河の形状測定の妥当性がより詳細に検証されることが期待されており、さらにこれらの手法を実際の電波干渉計のデータに用いることによる解析手法のテストについても、将来の SKA による弱重力レンズ効果の観測を目指して進展していくと予想される。

中性水素ガスの 21cm 線放射強度における重力レンズ効果

これまでは銀河の形状に対する重力レンズ効果について述べてきたが、さらに SKA ではより大きな赤方偏移の時代 (宇宙再電離の時代から再電離が終わった後の時代にかけて) を銀河間の中性水素ガスの 21cm 線輝線の観測によって観測することが可能である。したがって、その放射強度に対する弱重力レンズ効果についても測定できると期待されている。この観測における弱重力レンズ効果の測定手法は、基本的には CMB の重力レンズ効果観測における手法と同様であり、歪み場の推定量を利用した統計的な解析を用いて、弱重力レンズによる歪み場の測定を行うことが提案されている。この観測によって、銀河探査で観測できる時代よりさらに過去の密度揺らぎの情報を

得ることが可能なため、中性水素ガスの放射強度に対する弱重力レンズ効果の観測は、暗黒エネルギーや修正重力理論の制限を目指す上で、非常に有力な手法であると言える。

以上で説明してきた様に、銀河の形状や中性水素の強度分布に対する弱重力レンズ効果の観測は、SKAによる電波観測によって将来大きな進展が期待されており、未だ詳細に調べられていない過去の宇宙を探索する上で、非常に強力な観測手法となることが予想されている。

3.2.8 銀河団宇宙論

中性水素 21cm 線は暗黒時代および再電離時期などを探るために非常に有用な手段であることは様々に議論されているが (Pritchard & Loeb, 2012)、ここでは、銀河団を用いた 21cm 線宇宙論について述べる。特に、銀河団によるスニヤエフ・ゼルドヴィッチ (SZ) 効果について考える (Colafrancesco et al., 2014)。

宇宙論的な 21cm 線放射が銀河団を通過する際、銀河団の中の電子による逆コンプトン散乱で、そのスペクトルは変更を受ける。これは、CMB でよく議論されている SZ 効果であるが、ここでは、特にこの宇宙論的な 21cm 線放射のスペクトルに関するこの効果を SZ-21cm 効果と呼ぶことにする。

CMB の光子は銀河間物質を通過してくる際、暗黒時代から、初代天体形成、再電離の時期において、ガスとの衝突結合による吸収、ライマン α 、X 線放射などにより、そのスペクトルは変更を受ける。 $I_0(\nu)$ を CMB のスペクトルとし、このスペクトルが銀河間物質を通過した後 $\tilde{I}(\nu)$ に変更されたとすると、宇宙論的な 21cm 線放射の (CMB に対する) 輝度温度 $\delta T(\nu)$ は

$$\delta T(\nu) = \frac{c^2}{2k_B\nu^2} \left(\tilde{I}(\nu) - I_0(\nu) \right) = \frac{c^2}{2k_B\nu^2} \delta I(\nu) \quad (3.24)$$

と書ける。ただし、ここではレイリー・ジーンズ周波数領域を考えている。

SZ-21cm 効果は $\tilde{I}(\nu)$ と $I_0(\nu)$ それぞれに対するスニヤエフ・ゼルドヴィッチ効果の差として見ることができる。初期スペクトルが $\tilde{I}(\nu)$ の放射について、銀河団中の電子による逆コンプトン散乱の後、SZ 効果によって変更されたスペクトルは以下のように書ける (Cooray, 2005) :

$$\tilde{I}_{\text{mod}}(\nu) = \int_0^\infty d\nu_0 P_\tau(\nu, \nu_0) \tilde{I}(\nu) \quad (3.25)$$

ここで、 $P_\tau(\nu, \nu_0)$ は振動数が ν_0 の光子が振動数 ν になる確率を表す分布関数であり、散乱断面積、電子の分布関数、銀河団の光学的深さなどにより計算される。特に一回の散乱による確率分布関数を $P_1(\nu, \nu_0)$ とすると、光学的深さ τ の銀河団を通過した際は $P_\tau(\nu, \nu_0) = (1-\tau)\delta(\nu-\nu_0) + \tau P_1(\nu, \nu_0)$ と書ける (ただし $\tau \ll 1$ とする)。今考えている SZ-21cm 効果は

$$\Delta I_{\text{mod}}(\nu) = \tilde{I}_{\text{mod}}(\nu) - \tilde{I}(\nu) \quad (3.26)$$

に相当する。電子が熱的、非熱的な分布をしている場合、それぞれを熱的 SZ 効果、非熱的 SZ 効果と呼ぶ。

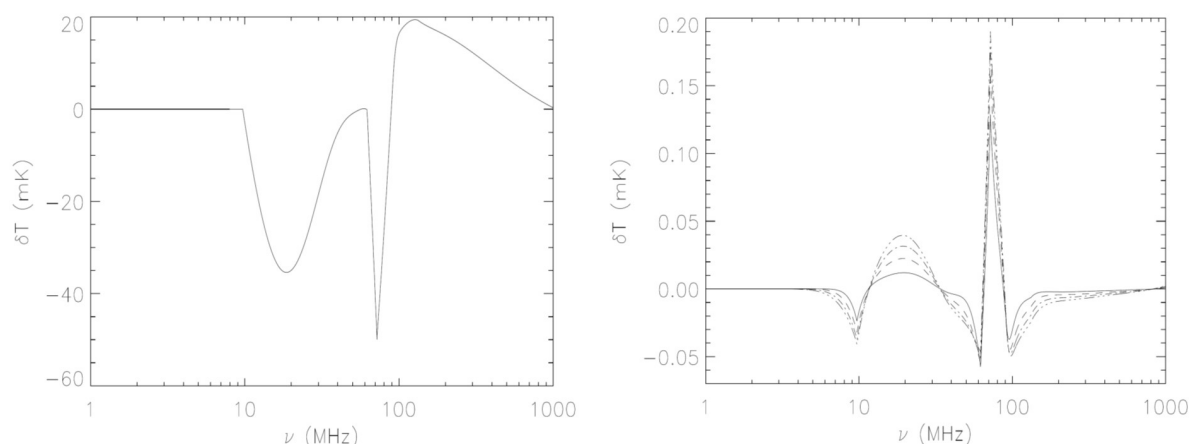


図 3.11: (左図) CMB 放射に対する輝度温度の周波数スペクトル。(右図) 熱的 SZ 効果を受けた輝度温度スペクトルと受ける前のスペクトルの差。熱的プラズマ温度はそれぞれ $kT = 5$ (solid) 10 (dashed), 15 (dotdashed), 20 (dash-three dots) keV であり、光学的深さは $\tau = 5 \times 10^{-3}$ としている (Colafrancesco et al., 2014)。

SZ 効果と 21cm 線

ここでは実際の周波数スペクトルの理論予測について見てみる (Colafrancesco et al., 2014; Cooray, 2005)。図 3.11 の左図は CMB 放射に対する 21cm の輝度温度で、右図はその放射がさらに銀河団による熱的 SZ 効果を受けた後のスペクトルを示している。

まず、左図の輝度温度について、スペクトルの特徴的な振動数に着目して見てみる。まず、 $30 < z < 200$ では衝突結合による吸収があり、これに対応して $\nu \sim 20$ MHz を中心として、輝度温度が負になっている。また、 $20 < z < 30$ での初代天体からのライマン α 放射場による吸収が $\nu \sim 70$ MHz で見られる。そして、その後 $z < 20$ での軟 X 線加熱により、 $\nu \gtrsim 100$ MHz で輝度温度が正に大きくなっている。

右図は左図のスペクトルと、そのスペクトルが銀河団による熱的 SZ 効果を受けたあとのスペクトルとの差を取ったものである ((3.26) 式に対応)。このスペクトルも左図と同様に特徴的な振動数依存性があることがわかる。特に、 $\nu \sim 60$ MHz にライマン α 放射場との相互作用による負のピークを持つが、 $z \sim 20$ にライマン α の急激な吸収が起こることで $\nu \sim 70$ MHz に正のピークを生成する。右図のスペクトルを 21cm 線の観測で見ることができれば、銀河団サーベイに対して非常に有用である。また、それらの銀河団の情報を通じて暗黒時代および再電離時期に関する情報が得られる。

また、図 3.11 では熱的 SZ 効果によるものであるが、同様にして非熱的な電子分布による非熱的 SZ 効果の場合の振動数スペクトルも計算することができる (Colafrancesco et al., 2014)。この非熱的 SZ 効果の方がその差 ΔI_{mod} は小さくなるが (輝度温度 δT で 1/40 程度の大きさになる (Colafrancesco et al., 2014))、そのスペクトルの形は熱的なものと異なるため、原理的にはそのスペクトルの違いにより区別ができ、銀河団等の電子分布の情報を得る事ができる。

SKA を用いた銀河団探査

図 3.11 より、熱的 SZ-21cm 効果のシグナルは振動数 300 MHz 以下で大きくなるのが分かる。これは丁度 SKA1-LOW (50–250 MHz) の振動数領域であり、熱的 SZ-21cm 効果を観測するのに適していると言える。実際、SZ-21cm 効果を用いることで $\nu \sim 70$ MHz においては $kT \sim 20$ keV 程度の高温の銀河団、また、より高振動数側で感度が高くなるため、 $\nu \sim 90$ MHz においては比較的低温 ($kT \sim 5$ keV) 程度の銀河団も観測しうる。一方、非熱的 SZ-21cm 効果のシグナルは (大きさは小さいものの) SKA1-MID band 1 (350–1050 MHz) の方まで多少伸びているため、このバンドでの観測可能性も興味深い。これらの SZ-21cm 効果のスペクトルを観測することにより、対応する赤方偏移での暗黒時代、再電離時期を探査できる。

上記では、SZ-21cm 効果を用いた暗黒時代、再電離時期の探査について述べたが、銀河団を用いた宇宙論に関連するテーマとして、ニュートリノ質量、暗黒エネルギー、修正重力理論、原始非ガウス性なども議論できるであろう。

3.2.9 宇宙原理

「我々の宇宙は空間的に一様かつ等方である」という宇宙原理の検証を高赤方偏移で実現する可能性を SKA は秘めている。

現在の標準宇宙モデルに組み込まれつつあるインフレーション理論 (3.1.1 節) において、大きなスケールでの一様等方性は重要な予言である。インフレーション理論は、背景宇宙の一様等方性を予言するだけでなく、CMB の温度揺らぎや、宇宙大規模構造の種となる初期密度揺らぎの起源を自然に説明できる。そして、その予言される初期密度揺らぎの統計的性質は、ほぼガウス分布に従い、統計的に等方である、というものである。さて、この宇宙原理の検証において、等方性の検証に比べ、一様性の検証はそれほど容易ではない (Ichiki, 2014a)。CMB 観測で温度がほぼ等方であることなどから、等方性は検証される。さらに、CMB 観測は、その温度揺らぎと偏光の情報からインフレーション理論を強く支持している。しかし、実は、すでに CMB 観測で非常に大きなスケールでアノマリーが見えているのでは、という議論があがっている。温度揺らぎのパワーの大スケールでの欠損、そのパワーの双極子的な変調やパリティの非対称性などである。これらアノマリーが真に存在するのであれば、インフレーションを含めた標準宇宙モデルの変更を余儀なくされる。よって、宇宙の一様等方性に関連した、これら非常に大きなスケールでのアノマリーの精密な検証は、非常に重要である。観測的には、CMB に比べ、SKA では数多くの独立なモードを見ることが出来る。大きなスケールに関して言えば、赤方偏移 $z = O(1)$ での超地平線のモードも見ることが可能である。宇宙原理に関しては、例えば CMB と大規模構造の静止系が超地平線モードによって一致しない可能性の検証が、SKA では可能である (Schwarz et al., 2015)。

宇宙論的な電波双極子

CMB におけるダイポール (双極子) 成分は、我々の固有運動のせいであると一般的には「仮定」される。これにより、基準となるフレームを決めることになる。しかし、厳密には運動起源の双極子なのか、他の物理現象からの双極子的寄与なのかを CMB では区別することが難しい。すでに、電波観測で見られる双極子成分に対する制限は、NVSS や WENSS といった電波源カタログから得られているが、いまだ誤差は大きい。CMB 側では、近年 Planck チームにより、大きな多重極モーメントでもドップラーシフトの影響を発見したという報告もあったが、それほど精度が高

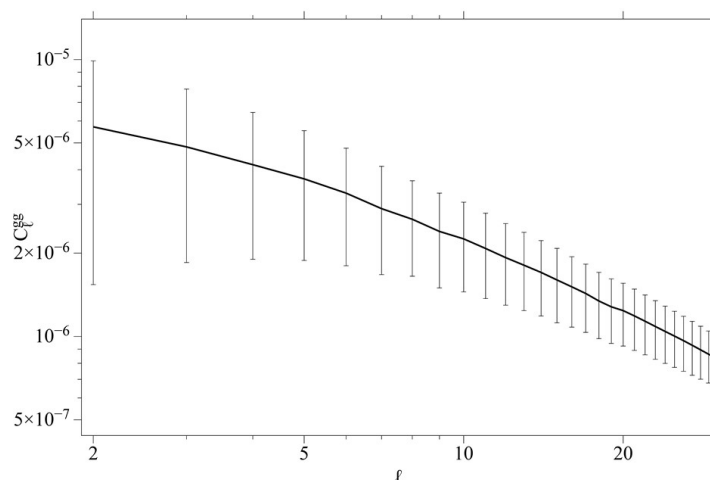


図 3.12: SKA1 連続波サーベイで期待される SKA 銀河の角度パワースペクトルとその観測誤差。

いものでもない。CMB の双極子成分の方向 \vec{d}_{CMB} と、電波源の双極子方向 \vec{d}_{radio} との比較やその大きさ自体への制限にも、SKA の超地平線にわたる大きな体積での観測が有効であると期待される。具体的には、 $< 1 \text{ GHz}$ の低周波数帯で連続波サーベイが有効であるが、Early Science phase で電波双極子の測定には十分である。

大角度スケール

運動学的起源の非等方性ではなく、時空そのものの等方性についての議論も、大きな角度スケールの観測により可能となる。例えば、CMB 観測では四重極と八重極揺らぎのパターン方向がそろっているなどのアノーマリーが報告されている。SKA による電波観測と CMB 観測を組み合わせることで、観測される CMB 温度揺らぎを、最終散乱面で作られた成分と、その後我々までに届く間に生まれた成分 (例えば積分ザックス・ウォルフ効果) とに分離できることが期待され、それによりアノーマリーの起源により詳細に迫ることが出来ると考えられる。

- 低い l 多重極モーメント

これらアノーマリーに迫るためには、やはり大スケール、つまり低 l 多重極モーメントの精査が必要となる。図 3.12 は、SKA1 連続波サーベイで期待される SKA 銀河の角度パワースペクトルを誤差付きで表している。

- 角度 2 点相関

大規模構造の分布を解析する際に、角度 2 点相関関数も有力な手法である。原始揺らぎの非ガウス性への制限などにも角度 2 点相関関数は用いられている。アノーマリーとは少し離れるが、大スケールの 2 点相関関数には、相対論的效果が表れるという指摘もあり、とくに赤方偏移が分かる HI 銀河赤方偏移サーベイにより、この相対論的效果の検証も可能であると考えられる。

コペルニクス原理と一様性

コペルニクス原理とは、「我々がいる場所は宇宙の特別な空間ではない」というものである。宇宙の等方性がわかって、この原理に従えば、宇宙の一様性が言えることになる。コペルニクス原理の検証は、暗黒エネルギーの解明とも関連する。宇宙が加速膨張していることを示唆する現在の観測結果を実現するためには、暗黒エネルギーの存在が不可欠であるがそれは一様性を仮定した時である。コペルニクス原理が破れていて、我々が大きなボイド空間の中心にいても宇宙が加速膨張しているように見える状況を作り出すことができるということも示唆されているが、様々な観測との整合性を考えるとこのボイドモデルはあまりうまくいっていない。しかし、その原理の検証をさらに詳細に行うことは重要である。一様か一様でないかのチェックとして、

$$\mathcal{C}(z) = 1 + \tilde{h}^2 (DD'' - D'^2) + \tilde{h}\tilde{h}'DD' = 0 \quad (3.27)$$

という式を用いることができる (Clarkson et al., 2007)。ここで、 $\tilde{h} = H(z)/H_0$ 、 $D(z)$ は共動距離を表し、また $' = d/dz$ である。 $\mathcal{C}(z) \neq 0$ でコペルニクス原理が破れていることを表す。SKA1 では、 $z < 1.5$ の観測データを用いて $\sigma(\mathcal{C}(z)) = 0.05$ まで到達可能であると期待される。

現代の宇宙論は、飛躍的な観測技術の進歩により、精密科学の域にまで達している。今後は、これまで仮定としていた宇宙の一様性、等方性という宇宙論の基礎の検証も出来ると考えられている。CMB 観測と合わせて、SKA による電波観測もその有力な道具の一つとして期待される。

3.2.10 SKA Phase-1 Design Baseline における宇宙論サーベイ

SKA Phase-1 はコストキャップの影響により、建設最初期には当初想定されていた規模での観測を実施できないことが明らかとなった。そのため、コストキャップを考慮した Design Baseline における宇宙論サーベイの検討が必要となる。本章の内容は、2018 年に国際 SKA 科学検討班宇宙論グループが SKA Phase-1 Design Baseline に基づいて宇宙論サーベイを検討した Red Book (SKA Collaboration, 2019) に基づいている。その中でも、SKA 文書 “SKA-TEL-SKO-0000818” に従い、SKA1 Design Baseline を適用した場合の SKA Phase-1 の宇宙論サーベイの仕様について示す。

SKA1-MID

SKA1-MID はサブアレイで構成されるディッシュアレイとなる。既に南アフリカ SKA の前駆体である MeerKAT に 64 台の 13.5 m ディッシュがあり、これに SKA1 ディッシュとして 133 台の 15 m 鏡が追加されることが予定されている。これらをコンパクトコアおよび 3 つの対数的に分布させたスパイラルアームに配置する。最大基線長は 150 km となり、これは 1.4 GHz における角分解能が ~ 0.3 arcsec となることに対応している。最終的にはこれらのディッシュには 5 つの異なる周波数幅 (バンド) の受信機が搭載される予定であるが、現在の SKA 基線の構成では宇宙論に適した band 1 と 2 および band 5 のみが配置される。SKA1-MID におけるシステム温度は $T_{\text{sys}} = T_{\text{rx}} + T_{\text{spl}} + T_{\text{CMB}} + T_{\text{gal}}$ で与えられる。ここで、 $T_{\text{spl}} \approx 3$ K は漏れ出しからの寄与であり、 $T_{\text{CMB}} \approx 2.75$ K は CMB 温度、 $T_{\text{gal}} \approx 25$ K $(408 \text{ MHz}/f)^{2.75}$ は我々自身の銀河からの寄与、 T_{rx} は受信機のノイズ温度である。受信機ノイズ温度は、バンド 1 では $T_{\text{rx}} = 15 \text{ K} + 30 \text{ K} \left(\frac{f}{\text{GHz}} - 0.75 \right)^2$ であり、バンド 2 では $T_{\text{rx}} = 7.5$ K で与えられる。

表 3.4: SKA Phase-1 Design Baseline における宇宙論サーベイ (SKA Collaboration, 2019)。

KSP サーベイ	観測時間 [hr]	HI 赤方偏移	掃天面積 [deg ²]
Medium-Deep Band2 Survey	10,000	$z \lesssim 0.4$	5,000
Wide Band1 Survey	10,000	$0.35 \lesssim z \lesssim 3$	20,000
Deep SKA1-LOW Survey	5,000	$3 \lesssim z \lesssim 6$	100

SKA1-LOW

SKA1-LOW 干渉計は 512 のステーションからなり、そのそれぞれに $0.05 \text{ GHz} < \nu < 0.35 \text{ GHz}$ の 1 バンドを観測可能な 256 台のダイポールアンテナが含まれる。大スケールの感度を決めるのは 224 ステーションで構成されるコア配置で決まっているが、長基線は較正および前景除去において重要となる。コアステーションは半径 500 m にわたって一様に分布し、最大基線長としては 1 km が想定されている。ステーションサイズは 40 m、アンテナごとの面積は 110 MHz で 3.2 m^2 、瞬間的な視野は $(1.2\lambda/D)^2 \text{ sr}$ で与えられる。システム温度は $T_{\text{sys}} = T_{\text{rx}} + T_{\text{gal}}$ で与えられ、受信機温度としては $T_{\text{rx}} = 0.1T_{\text{gal}} + 40 \text{ K}$ を想定している。

SKA1 Design Baseline 宇宙論サーベイデザイン

SKA Phase-1 Design Baseline における宇宙論を目的としてサーベイとして以下のようなものが検討されている。サーベイデザインをまとめたものを表 3.4 に示す。

- *Medium-Deep Band 2 Survey*: SKA1-MID のバンド 2 を用い、積分時間 10,000 hrs で 5,000 deg² を掃天する。主な宇宙論の目標としては、連続線弱重力レンズ、および、 $z \sim 0.4$ までの HI 銀河赤方偏移サーベイがある。
- *Wide Band 1 Survey*: SKA1-MID のバンド 1 を用い、積分時間 10,000 hrs で 20,000 deg² を掃天する。主な宇宙論の目標としては、連続線銀河サーベイ、および、 $z = 0.35 - 3$ での HI 強度マッピングサーベイがある。
- *Deep SKA1-LOW Survey*: このサーベイは EoR のサーベイ戦略を倣っており、その中でも deep survey に対応するものである。掃天面積 100 deg²、積分時間 5,000 hrs で周波数としては $3 < z < 6$ に対応する 200 - 350 MHz をデータを使用する。

Survey Processing Requirements

SKA Phase-1 におけるサーベイデザインにおける重要な点としてデータ加工プロセスが挙げられる。SKA データの生成は、SKA1-LOW が Perth、SKA1-MID が Cape Town において High Performance Computer (HPC) facilities を通じて Science Data Processor (SDP) によって与えられる。SKA1 Design Baseline によると、科学データを提供するために 260 PFLOPs の計算パワーが提供され、さらなる解析のために Regional Data Centres に転送されることとなっている。しかし、望遠鏡全体のコストキャップにより、Deployment Baseline ではオペレーション開始時に計算パワーとして 50 PFLOPs しか提供されないことが決まっており、順次増加させていく計画となっている。これを踏まえ、サーベイ計画を SKA 文書 “SKA-TEL-SKO-0000941” に基づいて評価を行う。

- *Medium-Deep Band 2 Survey* : このサーベイは個々の観測領域で約2時間の観測時間を要求する。また、このサーベイは、銀河磁場探査のためのファラデー回転全天マップ作成プロジェクトと共生することを目指しており、4つの偏極全てのデータを得ることが想定されている。弱重力レンズでは最も長い150 kmの基線を使用する一方で、HI銀河赤方偏移サーベイではスペクトルラインのデータの生成を求める。この観測の計算コストとしては10%効率を仮定したときに約75 PFLOPsとなる。この場合、HI銀河サーベイでは $z > 0.2$ しかカバーしておらず、さらなる周波数領域の観測のためには追加の計算コストが必要になると考えられる。他のプロジェクトとのバランスを考えると、このサーベイはDeployment Baselineによって要請される限られた能力であっても実施できる可能性が高い。
- *Wide Band 1 Survey* : HI強度マッピングサーベイに必要な主要なデータはアンテナの自己相関であり、自己相関データの加工に必要な計算パワーはビジビリティデータに比べると小さいため、データ加工が容易である。このサーベイはバンド1の連続線ソースサンプルを生成するのに使用される。個々の観測領域での観測時間は約1時間を想定しており、このサーベイの計算コストは10%効率を仮定したとき約50 PFLOPsとなる。自己相関観測の系統誤差を軽減させるためには、1 deg/sのスピードでの天球のスキャンをすることになるが、そのためには連続線サーベイの構成要求や追加の計算コストについてさらなる評価が必要になる。結果として、HI強度マッピングサーベイそのものには計算量要求による制限はないが、連続線サーベイとの共生を考えるとスキャン戦略のさらなる評価が必要になると考えられる。
- *Deep SKA1-LOW Survey* : このサーベイでは1,000時間を超える積分時間で少数の観測領域を観測するが、これはEoR Key Science Project (KSP) と共生することを目指している。このような深い観測を較正する計算量は深刻であるが、周波数の強い依存性があることから、SKA1-LOWバンドのうち200 – 350 MHzは50 – 200 MHzに比べると相当に簡便であると言える。興味のある信号は最も短い基線に存在するが、観測領域における個別の電波源による汚染を除去するためには高い角度分解能を持つイメージデータが必要になるため、実際にはデータ加工のために65 kmまでの基線データを考えることになる。これらを踏まえると、200 – 350 MHzサーベイにおける計算量はSKA1-LOWのサブバンドでそれぞれ約130および70 PFLOPsとなる。以上の議論から、このサーベイは最も問題点が多く、HPC計算パワーの増加を待つ必要がある。

3.3 日本が狙うサイエンス

この章では、SKA計画で注目される宇宙論研究について我が国で進展が期待される科学的な課題について以下にまとめる。

3.1.1節で述べたように、現在我々が直面する宇宙論の重要な未解決問題は大きく次の3つである：「インフレーションがどのように起こったのか」、「暗黒エネルギーの正体とは何か」、「暗黒物質の正体とは何か」である。SKAのような低周波電波干渉計により、30,000平方度にわたる広範な天球を掃くだけでなく、 $z \gtrsim 5$ のような高赤方偏移宇宙にまで到達可能であることから、SKAの観測データを用いることでこれまでにない精度・規模の宇宙論観測が可能になる。

しかしその一方で、上記のような問題にアプローチしようとする精密宇宙論探査を観測データから行うことは容易なことではない。近傍宇宙では密度揺らぎは十分成長しており、小スケールにおいて非線形性を無視することができなくなる。非線形発展する系において精密な理論予言を

行うことは非常に困難である。近年多くの高精度 N 体計算や解析模型が提唱されているが、常にモデルの自由度を内在することになってしまう。さらに、小スケールではバリオンの物理を含む宇宙物理的な過程が介在することから精密な予言を行うことを難しくしている。これらの問題を打破し、そして宇宙論の未解決問題に決定打を与えるため、SKA-JP 宇宙論班では様々な観点から研究を遂行している。以下、SKA-JP 宇宙論班がこれまで行ってきた研究成果および問題点、将来の研究計画を示す。

3.3.1 超地平線スケール宇宙論

上述の問題を打破する一つの方法は、地平線スケールを超えるような大スケールを探索することである。超地平線スケールでは、密度揺らぎが線形領域に留まるだけでなく、主たる宇宙物理的過程も介在しないことから非常にクリーンな理論予言が可能となる。このとき、最大の障害となるのは宇宙の単一性により独立なモードを十分に取得することができず、有限のサンプル数によるノイズ（コズミックバリエーション）である。我々宇宙論班は、コズミックバリエーションを取り扱う最も有望な手法として、マルチトレーサー法 (Seljak, 2009) を積極的に取り入れることで、観測データから宇宙論における有用な情報を効率的に抜き出すことを計画している。

原始非ガウス性

インフレーションを決定付ける最後のピースは原始揺らぎの統計性の検定である。既に 3.1.1 節で議論したように、原始揺らぎは (3.1) 式のように特徴づけるのが一般的である。最もシンプルなインフレーション模型がほとんどガウス統計に従う揺らぎを生成することは以前より知られていた。しかし、高エネルギー物理の理解が深まるにつれ、ガウス統計から大きく逸脱した揺らぎを生成するような模型の存在が認知されている。この理論的研究は宇宙論班に在籍する研究者を含む多くの日本人が重要な寄与をしてきたという実績があり、観測への応用においてもその素地を生かすことで大きな貢献が見込める。

原始非ガウス性が存在する場合には銀河バイアスがスケール依存性を持つことが指摘されており、銀河サーベイを通じて原始非ガウス性を精密に測定することが可能になる。CMB を用いた場合、将来観測であっても $\sigma(f_{\text{NL}}) = \mathcal{O}(1)$ までにしか到達できないのに対し、SKA ではこの観測の壁を越えてインフレーション模型に迫っていきける可能性がある。宇宙論班の山内、大栗、高橋 (慶) によって、マルチトレーサー法を SKA 銀河連続波サーベイに応用することにより、決定誤差を大きく抑制できることを明らかにし、 $\sigma(f_{\text{NL}}) \lesssim 1$ に到達しうることを示した (Yamauchi et al., 2014)。さらに、図 3.13 左図で示すように、光赤外観測計画 Euclid との結合解析により、 $\sigma(f_{\text{NL}}) \approx \mathcal{O}(0.1)$ にまで到達することが出来る (Takahashi et al., 2015; Kitching et al., 2015)。

また、原始非ガウス性は多点相関関数の形状に依存するため、上述したパラメータ f_{NL} 以外にも多様な非線形パラメータが定義出来る。インフレーションの理論的研究から得られた最も重要な結論の 1 つとして、あらゆるインフレーション模型において成立する非線形パラメータ間の整合性条件：須山-山口不等式 (Suyama & Yamauguchi, 2008; Suyama et al., 2010) の発見が挙げられる。原始揺らぎが最もシンプルなインフレーション模型で与えられる場合、 f_{NL} と 4 点関数を特徴付ける非線形パラメータ τ_{NL} の間に $\tau_{\text{NL}} = ((6/5)f_{\text{NL}})^2$ の関係が成立することが知られている (Boubekeur & Lyth, 2006; Okamoto & Hu, 2002)。しかし、高エネルギー物理の観点に立った場合には、宇宙初期に複数の軽質量スカラー場が同時に揺らぎに寄与しうる（例えば Lyth & Wands (2002); Moroi &

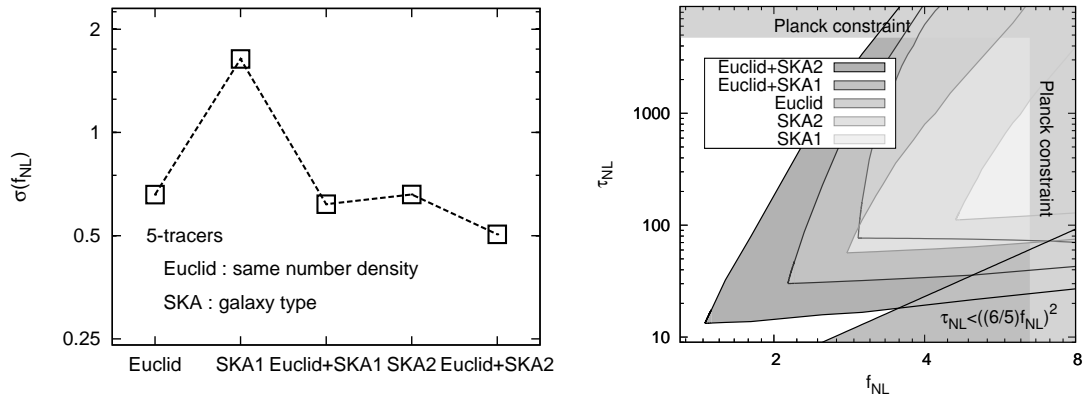


図 3.13: (左図) サーベイ計画ごとの f_{NL} の決定精度。SKA と Euclid との結合解析により $\sigma(f_{NL}) = \mathcal{O}(0.1)$ に到達する。(右図) 3 点および 4 点相関関数を特徴づける非線形パラメータ (f_{NL}, τ_{NL}) の 1σ での測定可能領域。須山-山口不等式 $\tau_{NL} \geq ((6/5)f_{NL})^2$ が破れた領域にも感度がある。

Takahashi (2001); Enqvist & Sloth (2001))。その際には上記の整合性条件は須山-山口不等式として知られる関係式

$$\tau_{NL} \geq \left(\frac{6}{5} f_{NL} \right)^2 \quad (3.28)$$

に一般化される (Suyama & Yamauguchi, 2008; Suyama et al., 2010)。山内と高橋 (慶) による解析により、SKA の銀河連続線サーベイ、および、将来の光赤外観測との結合解析により、この整合性関係式を検証することが可能であることを指摘している (Yamauchi & Takahashi, 2016)。興味深い点として、整合性条件 (3.28) が破れている領域にも観測感度があることが挙げられる (図 3.13 右図)。もし整合性条件の破れが発見された場合にはインフレーションパラダイムそのものへの重要な示唆を与えることになる。また、 τ_{NL} 以外の非線形パラメータにも感度を持つことから、非線形パラメータ間関係を精密に探査することで、インフレーション模型間の縮退すらも解くことができるようになる (Yamauchi & Takahashi, 2016; Yamauchi et al., 2017a; Hashimoto et al., 2016)。これらを探査することは、エネルギー的に宇宙を支配していない微小な成分の振る舞いを調べることに対応しており、これまで知られていなかった初期宇宙を詳細に知ることが出来る。

暗黒エネルギーの探査

宇宙を加速させている構成要素、いわゆる暗黒エネルギーの原因については様々な提案がなされているが、研究者の間での統一された理解は存在しない。物質場として新しいエネルギー源を導入することを諦め、重力を記述する理論を一般相対論から変更することで実効的に暗黒エネルギーとして振る舞う模型が検討されている (修正重力理論)。修正重力理論の理論的な研究に通じている SKA-JP の研究者らが実際の観測データから制限する本研究計画は、非常にユニークで日本独自の方向性を打ち出すことができると期待している。

前章で述べたように、SKA は背景時空における暗黒エネルギーを特徴づけるパラメータ ((3.2) および (3.3) 式) の制限を大きく改善することが可能になる。その一方で、暗黒エネルギー模型お

よび修正重力理論模型の縮退を解くためには、摂動レベルの観測量を取り入れることは必須となる。山内、横山は、非常に広範なクラスの修正重力理論を包含する縮退高階微分スカラー・テンソル理論に対して密度揺らぎの線形成長率を系統的に導出することに成功した (Hirano et al., 2019)。これにより、将来の銀河サーベイの RSD の測定から高精度で修正重力理論に迫っていくことが出来る。さらに、EoR 班の田代と共に、修正重力理論模型を峻別するためには揺らぎの準非線形レベルの成長率が重要となることを指摘した (Yamauchi et al., 2017b)。準非線形成長率はこれまでの観測では精度が足りなかったが、SKA の HI 銀河サーベイのようなこれまでにない規模・精度の観測を用いることでこれらに迫ることが出来る。また、重力理論の検証は、物質場との結合係数とも密接に関連していることが近年明らかとなっており、山内、横山は共同研究者らと共に、暗黒エネルギーと暗黒物質との結合によって観測量、特に RSD と銀河特異速度場との関係がこれまで期待されていた関係を満たさないことを指摘した。これは SKA により探査可能であり、これまで信じられてきた暗黒物質との結合に対して全く新しい視点を与えることが出来る (Kimura et al., 2017; Chibana et al., 2019)。

また、近年、暗黒エネルギー問題を解決する 1 つの鍵として、宇宙の量子的遷移が検討されている。量子的遷移を含むインフレーション模型 (Yamauchi et al., 2011) を考えることで、長波長モードが暗黒エネルギーのようにふるまうことが指摘されている (Aoki et al., 2017)。これは高エネルギー物理が導く模型の中に暗黒エネルギーが自然に含まれていることを表しており、SKA を用いることで超高エネルギー物理に基づいた模型をも峻別することが可能になる (Yamauchi et al., 2018)。

3.3.2 21cm 線観測を用いた暗黒宇宙探査

SKA では中性水素ガスの (赤方偏移した) 21cm 線輝線の観測を広範な天球面に対して行うことを計画している。銀河等の光源がなくても中性水素原子さえ存在すれば観測可能であることから、銀河探査で観測できる時代よりさらに高赤方偏移 ($z \gtrsim 6$) の宇宙の情報を得ることが出来る。宇宙がどのように再電離したのかを調べられるだけでなく、再電離期以前の物質の密度揺らぎも測定することが可能である。そのため、CMB 観測と同様に宇宙論パラメータに制限を与えることが出来る。特に、21cm 線観測は CMB 観測とは違い、異なる周波数が異なる赤方偏移を探査することに対応することから 21cm 線トモグラフィーを行うことが出来る。これによりサンプル数を CMB 観測に比べて格段に多く取ることが出来る。また、様々な赤方偏移での物質密度揺らぎを探査することによって、その成長率を見積もることが出来る点も興味深い。高赤方偏移の宇宙においては、近傍宇宙に比べてはるかに小さいスケールまで線形揺らぎで取り扱うことが出来る。これらの事実により、非常にクリーンな宇宙論探査を行うことが出来ることと期待される。

SKA-JP 宇宙論班の郡、大山、関口、高橋 (智) らによって、SKA の 21cm 線観測による宇宙論パラメータの決定精度が CMB の将来観測単独の場合に比べて非常によいことが指摘されている (Kohri et al., 2013)。これまで行われた多くの研究は、原始曲率揺らぎパワースペクトルを特徴づける、冪指数 (n_s)、冪指数の波数依存性 (α_s) についてのみ着目していた。しかし、これだけでは多様なインフレーション模型を区別するには不十分である。そのため、より高次項 (β_s) を導入すると有用であると考えられるが、一般に非常に小さいことから観測は困難だろうと思われていた。本研究において、SKA のような精密な電波観測を用いることで高次項に対して CMB 観測単独と比較し、非常に強い制限を与えることが出来ることが示唆された (図 3.14)。

21cm 線観測は原始曲率揺らぎパワースペクトルの探査だけではなく、素粒子物理に対するプローブとしても用いることが出来る。実際、郡、大山らによって 21cm 線観測によるニュートリノ

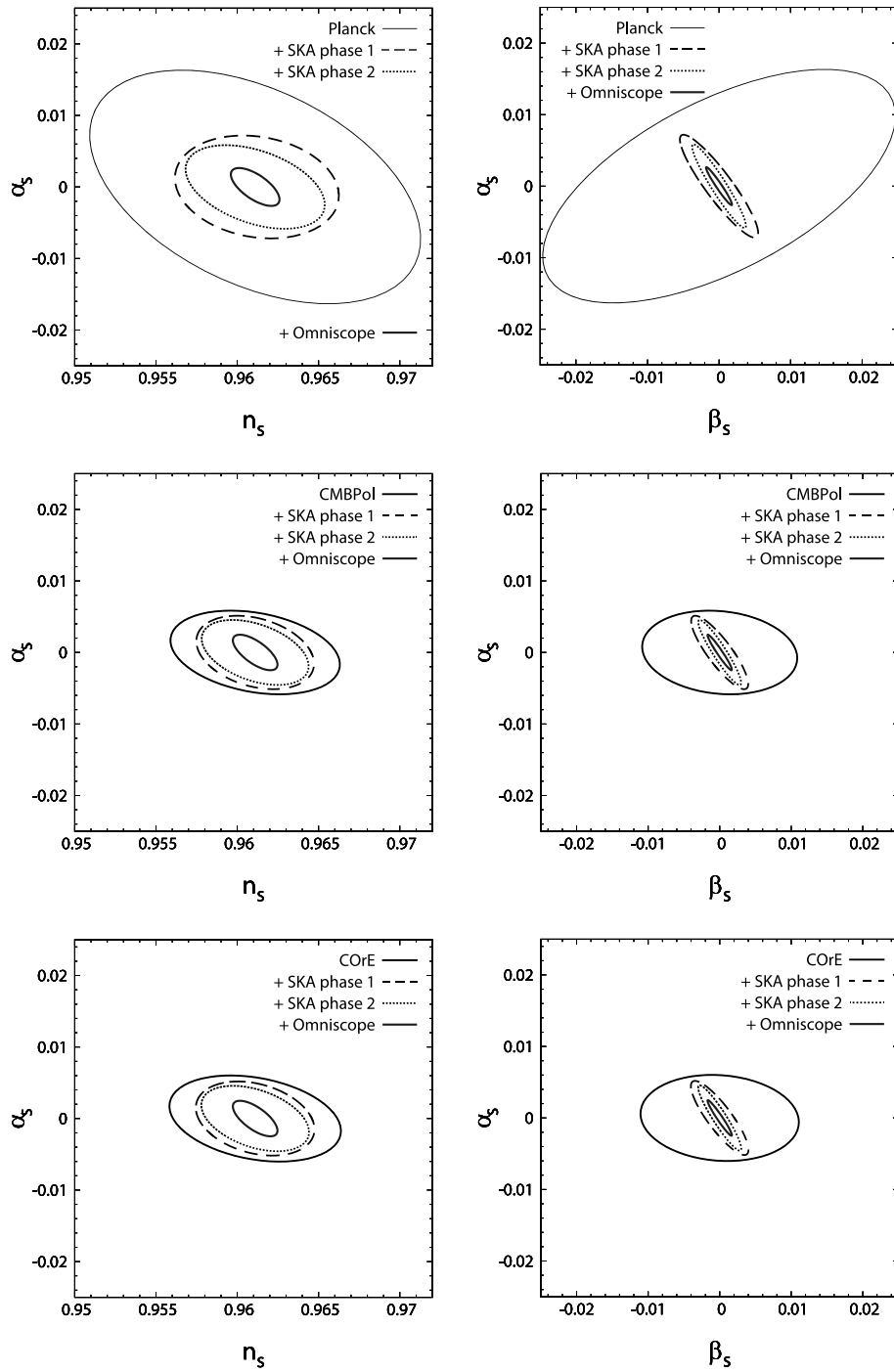


図 3.14: CMB 観測 (Planck, CMBPol, CORe; 3.1.3 節参照) および SKA1/2 による結合解析を行った場合の $n_s - \alpha_s$ および $\alpha_s - \beta_s$ の 95% C.L. 決定精度。赤方偏移としては $6.8 < z < 10$ を考慮。CMB 観測単独に比べて電波観測を考慮することにより非常に強い制限を与えることができる。比較として、将来電波観測計画 Omniscipe (Tegmark & Zaldarriaga, 2010) による決定精度もプロットしている。

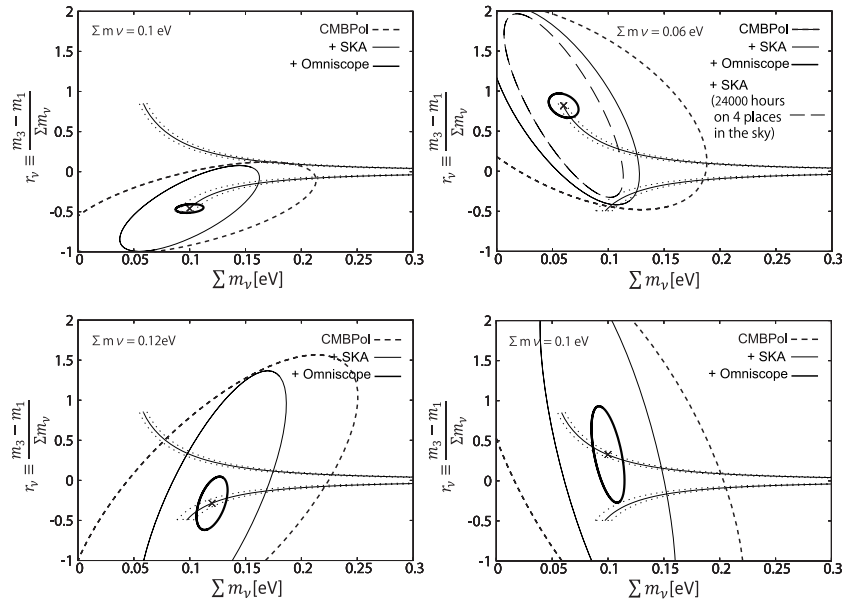


図 3.15: 各観測を用いた場合の $\sum m_\nu - r_\nu$ の 90% C.L. 決定精度。赤方偏移としては $7.8 < z < 10.2$ を考慮。ここで、 $r_\nu \equiv (m_3 - m_1) / \sum m_\nu$ である。ニュートリノ振動実験によって許されている r_ν の領域はそれぞれ赤点線（正常階層）、青点線（逆階層）には含まれている部分である。それぞれの実線は r_ν の基準の値を表している。観測計画については図 3.14 と同様。SKA のような電波観測を考慮することにより、質量階層構造に対しても強い制限を与えることができる。

の性質に迫る研究が行われている (Oyama et al., 2013)。ニュートリノは電氣的に中性でほとんど相互作用しない素粒子である。スーパーカミオカンデ実験がニュートリノ振動を発見したことを契機として、その後の研究の発展により、ニュートリノには大変小さいながら、わずかに質量があることが明らかになった（正確には質量差の存在が明らかになった）。3 世代のニュートリノには 3 種類の質量固有状態が混ざり合っていることは現在知られているが、この質量固有状態のそれぞれの質量の値はわかっていない。さらに、3 つの質量のどれが軽く、どれが重いかという質量階層性についても理解されておらず、ニュートリノ物理における大きな謎となっている。ニュートリノはその小さい質量のため、密度揺らぎの発展を阻害する効果があるため、宇宙観測から密度揺らぎの成長を精密に探査することでニュートリノの質量やその質量階層性、そして世代数について明らかにできる可能性がある。図 3.15 に示すように、SKA ではニュートリノの 3 つの質量の固有状態の質量の和と世代数に対し、強い制限を与えることが出来、将来的には質量階層構造さえ決定できる可能性があることを明らかにした。また、同様にしてレプトン非対称性のような素粒子模型の詳細についても探査可能であることが示されている (Kohri et al., 2014)。

本研究計画においては、SKA の 21cm 線観測を用いたこれまでにない高赤方偏移宇宙を探索することで宇宙論パラメータの精密測定を目指す。特に、素粒子物理を SKA のような電波探査を用いてプローブする研究は我が国が世界を牽引しており、今後我々はこの研究をさらに発展させていく。上述の研究において示されたように、21cm 線観測を用いることで物質の微小な振舞いの違いをも観測可能になる。素粒子の諸性質はこれまで地上実験により確かめられてきた経緯があるが、その素粒子の性質を SKA のような高精度宇宙観測によって明らかにすることができるといふ点でユニークな研究と言える。これまで素粒子物理に動機付けられてこの手法を応用した研究

はなく、大きな発展が期待できる。

21cm 線による密度揺らぎの観測は、再電離期の物理に非常に鋭敏であるが、再電離がどのように起こったかについてはいまだ理論的にも観測的にも解明されていない研究テーマである。特に前景放射の除去は 21cm 線精密測定において最も重要な課題の一つである。SKA-JP EoR 班では、前景放射の除去を大きな柱としており、協働を目指したい。特に、宇宙論班では模型の自由度の少ない精密な理論模型を構築していくことで、一層の高精度化が達成できると期待している。

さらに近年、この 21cm 線観測を用いた暗黒宇宙探査に関する研究として、暗黒宇宙におけるミニハローの存在に着目した研究も行なっている。このミニハローはおよそ太陽質量の 10^8 倍程度の暗黒物質ハローで、初期宇宙においてまだ星形成が活発でない天体である。星形成が活発でないため、ハロー内に中性水素が比較的残っていると期待され、21cm 線観測を用いた暗黒宇宙探査としては重要な観測対象となる。未発見の天体であるため、ミニハロー内の星形成率やガスの温度など未だ天体物理的不確定性は残されているが、通常の近傍宇宙における典型的な暗黒物質ハローより軽い天体であり、宇宙論的には非常に小さいスケールの宇宙論的ゆらぎのプローブとして興味深い。宇宙論班の関口、高橋、横山は EoR 班の田代と、SKA のような精密電波観測を念頭に置き、ミニハローを用いることで上述の「原始非ガウス性」や「原始曲率ゆらぎパワースペクトルの冪指数、さらには冪指数の高次波数依存性」に対して非常に強い制限を与えることを明らかにした (図 3.16, 図 3.17)。

3.3.3 21cm 線グローバルシグナル観測

21cm 線の揺らぎの情報はダークエネルギーや宇宙再電離期、暗黒時代を調査する上で非常に強力な観測量だが、その平均シグナル (21cm line global signal、以下 GS) の赤方偏移進化も宇宙の進化を追う上で非常に重要である。

西オーストラリアの MRO (the Murchison Radio-astronomy Observatory) にある望遠鏡 EDGES (Experiment to Detect the Global EoR Signature) は 30 m×30 m の金属網の上に設置された 2 枚の金属板によるアンテナで、GS 観測装置の代表例である。周波数帯が 90-190 MHz と 50-100 MHz の EDGES high と low の 2 種類がある。2018 年 3 月に EDGES low による吸収線の検出が $z=17.2$ 付近に報告された (Bowman et al. (2018))。報告された吸収線の強さは -500 mK であり、これまで考えられてきたモデルの最大値の 2 倍も深いものであった。さらに、吸収線の底が平らであり、こちらもこれまでのモデルでは容易に説明できない結果であった。さらに注目すべき点として、吸収線の深さだけでなくその位置も重要である。 $z=17.2$ に吸収線を生じるには、中性水素のspin温度とガスの温度が Lyman- α 光子によってカップリングしており、かつ $z=15$ 付近でガスを加熱する機構 (X 線など) が必要である。そのため、 $z=17.2$ という吸収線の位置は、非常に初期の宇宙において天体形成が行われた証拠である。SKA-JP 宇宙論班でも EDGES の吸収線の深さではなく、位置 ($z=17.2$) を基にしたモデルの検証が行われている。例えば、宇宙論班の研究により、宇宙の原始曲率揺らぎパワースペクトル (Yoshiura et al. (2018, 2019)) や原始磁場 (Minoda et al. (2019)) への制限が可能であることが示されている。

この EDGES の報告を受けて議論されているモデルの内、ここでは主要な 3 つの可能性を紹介する。1 つ目は、バリオンと相互作用を行うダークマターの存在である (Barkana (2018))。GS の吸収線を深くするには中性水素ガスを冷やす必要があるが、宇宙の断熱膨張では $z=17.2$ までにガスの温度は 7.0 K 程度にしか冷えない。そこで、吸収線の深さを説明できるようにダークマターとの相互作用によってさらに 5.1K 以下にまで冷えたとする考えである。

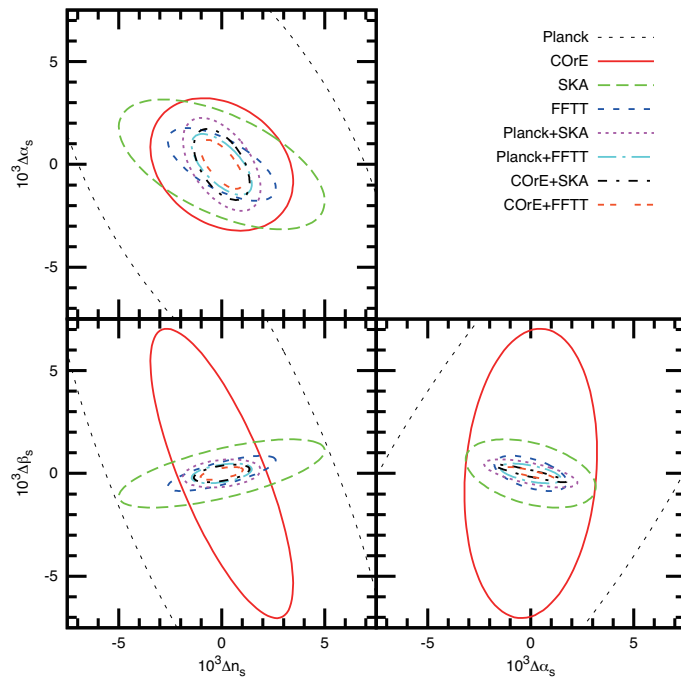


図 3.16: 各観測を用いた場合の冪指数パラメータ n_s , α_s , β_s の 1σ C.L. 決定精度 (Sekiguchi et al., 2018)。SKA や FFTT といった電波観測に対しては、 $z > 6$ のミニハローからの 21 線シグナルが検出可能であると仮定した。図にある FFTT とは、上述の Omniscope と同程度の将来電波観測計画をさす。

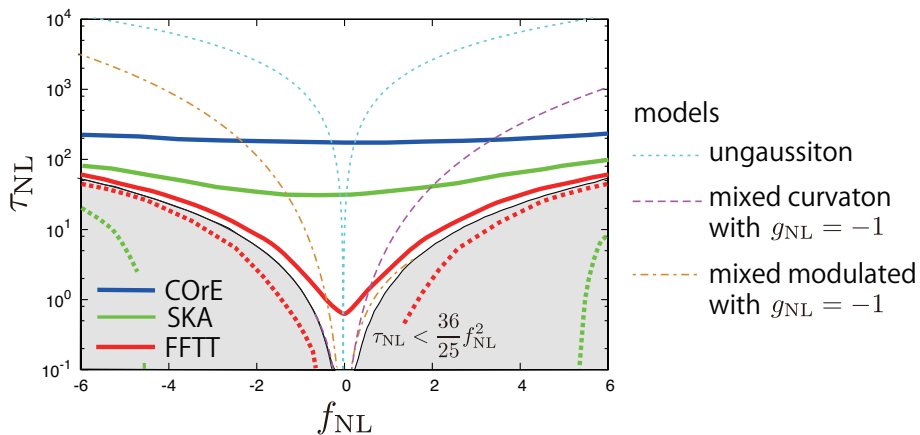


図 3.17: 各将来観測 (CMB 観測として COre、電波観測として SKA, FFTT) を用いた場合の原始非ガウス性パラメータ f_{NL} , τ_{NL} の 1σ C.L. 決定精度を太実線 (太点線) で表す (Sekiguchi et al., 2019)。破線は、いくつかの原始密度ゆらぎ生成モデルに対する理論予測を表す。灰色で塗られた領域は上述の須山-山口不等式による禁止領域。SKA や FFTT といった電波観測に対しては、 $z > 6$ のミニハローからの 21cm 線シグナルが検出可能であると仮定した。

2つ目に、宇宙の夜明け以前に電波背景放射が存在しているとするモデルがある。GSは背景放射に対する吸収・放射として観測され、標準的にはCMBを背景放射として考える。仮に背景に明るい電波背景放射があれば、相対的に吸収線は深くなり、EDGESの結果が説明できる。特に、近年低周波での電波背景放射の超過が報告されており (Dowell, & Taylor (2018))、このうち数%程度が $z=18$ 以前の宇宙由来であれば、EDGES吸収線の説明が可能である (Feng, & Holder (2018))。

3つめの可能性は、観測と解析に伴う系統誤差の影響である。EDGESの解析では、前景放射が周波数に対して非常に滑らかであると仮定し、多項式を用いた関数による差し引きを行っている。Hills et al. (2018)により、EDGESの結果得られた多項式のパラメータが物理的でないことや、結果が解析に用いる周波数の範囲に依存すること、パラメータ間に周波数方向にsin関数のように振る舞う系統誤差があると仮定して同様の前景放射除去を行った場合、吸収線が検出されないことが報告された。さらに、アンテナを設置している板による装置的な影響 (Bradley et al. (2019)) やダストの影響 (Draine, & Miralda-Escudé (2018)) の可能性も指摘されている。また、Sims, & Pober (2019)によって、前景放射、21cm線、周波数依存する熱雑音、Beamの周波数特性による誤差などのモデルを組み合わせた128種類のモデルで解析が行われた。全モデルのうちベイズ統計に基づいて12個のモデルが選ばれたが、元の報告にあった吸収線だけではなく、標準的なモデルで説明可能な吸収線の可能性や、必ずしも吸収線が検出されないことが指摘されている。

以上のように、EDGESの結果に関してはいまでも議論の続いており、他のGS観測用望遠鏡 (LEDA (Bernardi et al. (2016); Price et al. (2018)), SARAS (Singh et al. (2017))) や宇宙の夜明け時期の揺らぎの観測 (OVRO-LWA (Eastwood et al. (2019)), MWA (Ewall-Wice et al. (2016)), LOFAR (Gehlot et al. (2019))) による検証が待たれている。

21cm線グローバルシグナルによる原始曲率揺らぎパワースペクトルの制限

原始曲率揺らぎパワースペクトルは後の構造形成に影響を与える重要な量であり、これまでCMB観測などによってその振幅や冪指数が制限されてきた。しかし、小スケールの揺らぎに関しては制限が弱く、そのスケールで原始曲率揺らぎパワースペクトルが増加または減少していると、その後の構造形成を時期を変化させる。21cm線の輝度温度進化はこの構造形成の時期のズレに非常に敏感に反応する。例えば、構造形成が早まると、Lyman- α 放射による中性水素のスピン温度とガス温度との結合が早く起こり、それに伴って吸収線位置が高赤方偏移側に移動する。一方、EDGESによって報告された吸収線 (Bowman et al. (2018)) は、同時に $z < 14$ や $z > 22$ の範囲に深い吸収線があってはならないことを示している。そこで、SKA-jp宇宙論班の吉浦、高橋 (智)、高橋 (慶) らの研究 (Yoshiura et al. (2018)) では、このEDGESの吸収線が未検出の位置を元に原始曲率揺らぎパワースペクトルの制限を行った。この研究では21cmFAST (Mesinger et al., 2011) を用いて、原始曲率揺らぎパワースペクトルの冪指数の波数依存性 (α_s, β_s) などを変化させGSを計算し、EDGESの吸収線が未検出な $z < 14$ と $z > 22$ にGSの吸収線があってはならないという条件に基づいて、 α_s と β_s への上限と下限を与えた。これらの制限は星形成率などのパラメータに依存するものの、CMB観測によって示唆された値では構造形成が遅く、 $z > 18$ での吸収線が説明しにくいことを示唆する。また、Yoshiura et al. (2019) では、 α_s, β_s に限らず、吸収線の位置によって特定のスケール ($10 < k < 1000 \text{Mpc}^{-1}$) でのパワースペクトルの大きさに他の観測より強い制限をかけることができ、インフレーションモデルを制限できる可能性を示した。今後はGSの位置だけではなく、GSの詳細な温度進化や将来のSKAによる21cmパワースペクトルの観測からも強い制限が得られると期待される。

21cm 線グローバルシグナルの観測による原始磁場の制限

本書の第1章で説明されているように、SKA 計画ではおよそ1秒角程度の高分解能でHI 21cm 線シグナルの構造を探ることができる。一方で、21cm 線シグナルを全天で平均したときの信号強度(21cm 線グローバルシグナル)についても EDGES, SARAS などの観測計画がある。21cm 線グローバルシグナルの周波数依存性を調べることで、スピン温度の赤方偏移進化を調べられると期待されている。特に、2018年3月には EDGES のグループが21cm 線グローバルシグナルを検出したことを発表した(Bowman et al., 2018)。

宇宙論班の箕田、高橋(智)、EoR 班の田代は21cm 線グローバルシグナルの観測によって原始磁場の振幅に強い制限を与えることが可能であることを示した(Minoda et al., 2019)。ここでは、天体形成以前(晴れ上がり以前)に生成された大スケールに広がった磁場のことを原始磁場と呼ぶ。原始磁場は、銀河や銀河団、および大規模構造や銀河間スケールの磁場の起源となりうると考えられる。原始磁場が存在すると、磁気流体力学的効果によって暗黒時代のバリオンガスを加熱することが指摘されていた(Sethi, & Subramanian, 2005)。箕田らは、原始磁場の振幅とそのスケール依存性の2つのパラメータに対してガスの加熱率を計算し、暗黒時代のバリオンガスの時間進化を計算し、この結果として、EDGES で報告された21cm 線グローバルシグナルが吸収線として観測されるためには、原始磁場のMpcスケールでの強度が $\lesssim 0.1$ nG でなければならない、という上限値を与えた(Minoda et al., 2019)。特に、原始磁場の強度がスケール不変に近いモデルに対しては、CMBなどで与えられている上限値に比べて、1桁ほど強い制限を与えている。

3.3.4 パルサータイミングアレイを用いた原始磁場探査

SKA ではミリ秒パルサーを複数観測し相関を取ることで、重力波特有の空間の歪みを取り出す手法(パルサータイミングアレイ)によって重力波検出を目指す試みが計画されている。パルサータイミングアレイが感度を持つ重力波の周波数は、典型的には 10^{-9} – 10^{-8} Hz という低周波数である。この周波数に該当する天体物理学的起源による重力波は超大質量ブラックホール連星が引き起こす重力波である。一方で、宇宙論的起源に基づく背景重力波(宇宙ひもなど)に関しても検出、または制限を行うことが可能である。

嵯峨、横山はEoR 班の田代らと、パルサータイミングアレイを利用した背景重力波探査は上記のソース以外にも、原始磁場の特に小スケールの情報を引き出すことが可能であると指摘している(Saga et al., 2018)。原始磁場とは、宇宙の構造が形成される以前(例えば再結合期以前)に宇宙論的現象によって生成された磁場を指し、現在観測されている大局的な磁場を説明する有力な候補として提案されている。その生成機構やパワースペクトルの性質は未解明の部分が多く、CMB ゆらぎの観測をはじめとして、宇宙論的観測から原始磁場に関する情報を引き出す取り組みが多くなされている。CMB ゆらぎを利用した原始磁場の振幅の上限として、大スケール(Mpcスケール)に関して1 nG 程度の上限を与えている(Ade et al., 2015b)。一方で、Mpc より小さなスケールに関する原始磁場の情報は限定的であり、CMB のスペクトル歪みを利用した制限が $1 \text{ Mpc}^{-1} \lesssim k \lesssim 10^3 \text{ Mpc}^{-1}$ で30 nG の上限を、ビックバン元素合成を利用した制限で全スケールにわたって 10^3 nG 程度の上限を与えている。

インフレーション磁場生成を考えた場合、超ホライズンスケールに原始磁場の非等方圧成分が存在するため、その四重極成分が重力波の源となり超ホライズンスケールで背景重力波を作る(Shaw et al., 2018)。嵯峨らの研究(Saga et al., 2018)は、原始磁場の振幅とホライズン内の背景重力波の振幅の関係を導くことで、SKA によるパルサータイミングアレイは $k \approx 10^6 \text{ Mpc}^{-1}$ のスケール

において、 10^1 nG 程度の上限を課すことが可能であると指摘している。この上限は、現行のパルサータイミングアレイで課すことができる上限よりも1桁強い制限を与えており、より詳細な磁場生成モデルの知見が得られることが期待される。

3.3.5 重元素の超微細構造線を用いたミッシングバリオン探査

我々の宇宙には全エネルギー密度の4%に相当するバリオンが存在することが、宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) や遠方 QSO の吸収線系の観測からわかっているが、現在の宇宙では全バリオンの半分以上は観測的に未同定である (Fukugita et al., 1998)。理論的には宇宙大規模構造や銀河団の周縁部に Warm-Hot Intergalactic Medium (WHIM) と呼ばれる希薄な電離ガスの形で存在していると考えられていおり (Cen & Ostriker, 1999; Davé et al., 2001)、遠方 QSO の軟 X 線での吸収線として数例の観測例がある (Shull et al., 2012; Nicastro et al., 2017)。しかし、WHIM の物理状態や空間分布は未解明であり、現在の宇宙での完全なバリオンの同定には至っていない。このようなバリオンはミッシングバリオンと呼ばれ、その空間分布や温度・金属量を調べることで我々の宇宙の構造形成に対する理解が正しいかどうかの重要な試金石と成りうる。

WHIM の検出手段としては、これまでは QSO やブレイザーなどの遠方の明るい点光源天体の視線にある WHIM を天体の紫外線や軟 X 線スペクトルに表れる重元素の吸収線として検出する方法が試みられていて、数例ではその検出に成功している。ここでは、これまでとは全く異なる WHIM の観測手段として、SKA 1-MID の band 6 と呼ばれる振動数域を担う観測装置を用いた WHIM 中の重元素の検出を提案する。より具体的には、遠方の明るい電波天体への視線にある WHIM をその中にふくまれる窒素の超微細構造遷移による吸収線として検出するというものである (Sunyaev & Docenko, 2007)。

窒素 ^{14}N は宇宙に存在する主な重元素の主要同位体のなかで数少ない核スピンを持つ元素で、窒素イオンの NV と NVII は WHIM の典型的な温度である 10^5K から 10^7K で最も多く存在し (図 3.18 を参照)、それぞれ 4.2GHz と 53.5GHz に超微細構造遷移を持つ。この二つの窒素イオンのうち、NV は自発放射のインシユタイン係数が小さいため基底状態の滞在確立が小さい、臨界密度が 10^{-4}cm^{-3} と低く WHIM の典型的な密度に近い、という二つの理由により吸収係数が小さいが、NVII については SKA1-MID の高い集光力と 20GHz から 50GHz の振動数をカバーする Band-6 の検出器で検出が可能であることが期待される。

SKA1-MID での NVII イオンの超微細構造遷移の検出可能性は以下のように評価できる。望遠鏡の有効開口面積を A_{eff} 、システム温度を T_{sys} 、振動数帯域を $\Delta\nu$ 、観測時間を Δt とすると、flux density の 1σ エラーは

$$\begin{aligned} S_{1\sigma} &= \frac{2k_{\text{B}}T_{\text{sys}}}{A_{\text{eff}}\sqrt{2\Delta\nu\Delta t}} \\ &\simeq 10^{-2}\text{ mJy} \left(\frac{2 \times 10^4\text{ m}^2}{A_{\text{eff}}} \right) \left(\frac{T_{\text{sys}}}{50\text{ K}} \right) \left(\frac{\Delta\nu\Delta t}{10\text{ MHz} \cdot 6.25\text{ h}} \right)^{-1/2}, \end{aligned} \quad (3.29)$$

のように与えられ、flux density が S_s の天体を観測した場合に 5σ で吸収線を検出できる限界の吸収体の光学的厚みは

$$\tau_{\text{lim}} \simeq \frac{5S_{1\sigma}}{S_s} = 5 \times 10^{-6} \left(\frac{S_{1\sigma}}{10^{-2}\text{ mJy}} \right) \left(\frac{S_s}{10\text{ Jy}} \right)^{-1}, \quad (3.30)$$

となる。

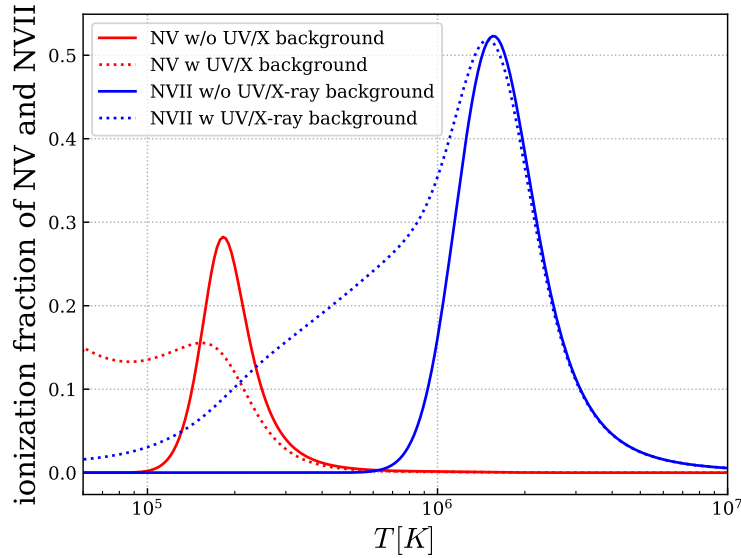


図 3.18: ガスの温度に対する NV イオンと NVII イオンの存在比。実線は衝突電離平衡を仮定した場合、点線は赤方偏移 $z = 0.4$ における紫外線背景放射を考慮した電離平衡の場合。

WHIM における NVII イオンの超微細構造遷移の光学的厚みを Okamoto et al. (2014) による銀河形成モデルを組み込んだ宇宙論的数値流体シミュレーションの結果を用いて評価する。図 3.19 に示した数値シミュレーションで得られたダークマターハロー周囲の密度場と NVII イオンの電離度について、図中の視線 (b) を明るい電波源に対する視線として、それにそって宇宙論的な輻射輸送方程式を解くことで吸収線スペクトルを計算すると図 3.20 の最上段のようになる。実線は視線方向の特異速度の影響を無視したスペクトルで、上から 2 段目以下のガスの温度、密度、特異速度との位置関係がわかる。これから、吸収線はダークマターハローの外縁部の温度が 10^6K のガスに対応しており、吸収線の光学的厚みは $\tau_\nu \simeq 5 \times 10^{-5}$ 程度であり、 10Jy の flux density を持つ電波源を背景光源とした観測で 5σ 以上で検出できることがわかる。同様に、図 3.19 の領域で 5σ 以上の吸収線として検出可能な WHIM を \times 印で示してある。ダークマターハローの外縁部やそれに連なるフィラメント構造が検出可能であることがわかる。

SKA1-MID を用いた WHIM の検出戦略としては、既に紫外線や軟 X 線において WHIM に対応する吸収線が検出されている QSO やブレイザーについて、同じ赤方偏移で NVII イオンの超微細構造吸収線の検出を試みる手法が考えられる。紫外線や軟 X 線における WHIM の検出とは独立な WHIM の検出は、WHIM の温度、密度、金属量、重元素比などの重要な物理的性質の理解に繋るだけでなく、より信頼度の高い WHIM の検出を行うことができる点で意義が大きい。また、出来るかぎり遠方のできる限り明るい電波源について比較的長時間の深い観測を行い、吸収線を数多く検出することで、WHIM の空間相関などのより踏み込んだ宇宙論的に意義の大きな研究も期待できる。

3.3.6 21cm-CMB lensing 相互相関の検出可能性及び $\Omega_{\text{HI}} b$ の制限

中性水素 (HI) 強度マップは HI 密度パラメータ Ω_{HI} の赤方偏移進化を測定することができる。 Ω_{HI} は再電離期後の構造形成を理解する上で重要なパラメータである。SKA を用いた将来の HI 観

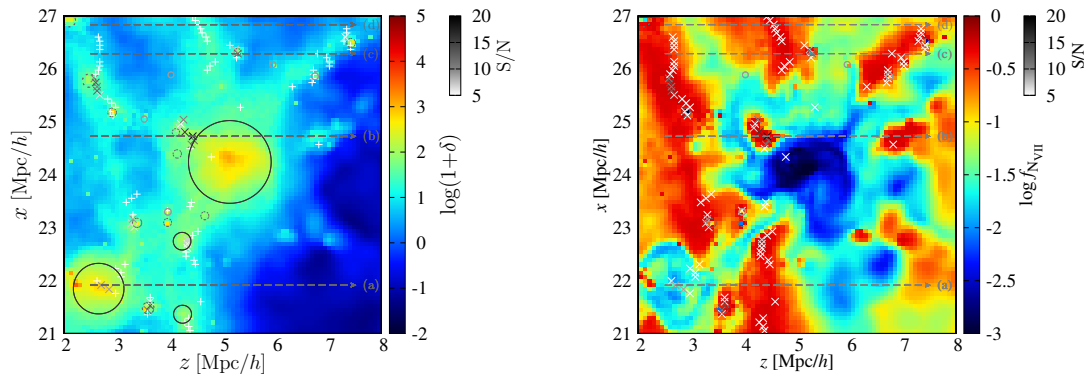


図 3.19: 数値シミュレーションで得られたダークマターハロー周囲の密度場（左図）と NVII イオンの電離度（右図）のマップ。×印は、10Jy の点光源を SKA 1-MID で 6 時間観測した場合に $S/N > 5$ で検出できる領域を表している。

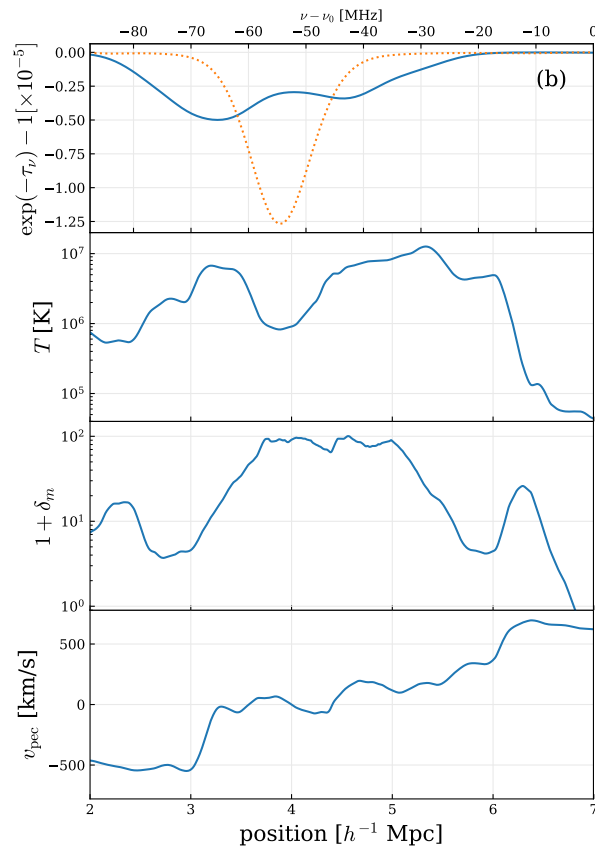


図 3.20: 図 3.19 の視線 (b) に沿って点光源を観測場合の吸収線スペクトル (最上段)。点線は視線方向の特異速度場を考慮しない場合の吸収線スペクトルで、実線は特異速度の影響を考慮した吸収線スペクトルである。上から 2 段目は同じ視線に沿った温度、密度、特異速度のプロファイル。

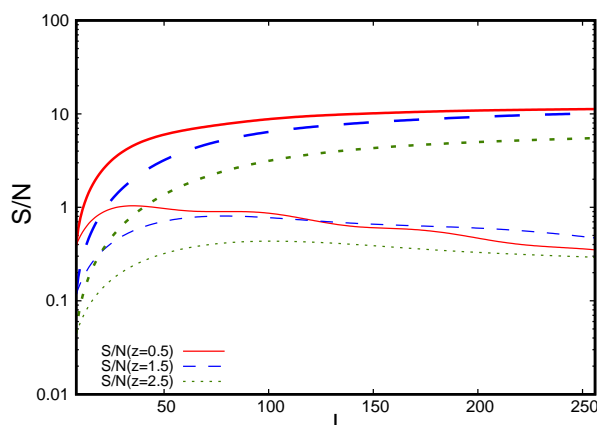


図 3.21: 細線は個々の multipole モードに対する S/N を表す。太線は累積 S/N を表す。

測は、宇宙論パラメータ制限を大きく向上させることが可能となる。しかし、HI 観測は非常に明るい前景放射による汚染が深刻な課題となっている。そのために、HI 自己相関パワースペクトルの測定に相補的なシグナルバリデーション手法を考慮する必要がある。本研究では、21cm 線強度マップと Planck 観測から再構築された CMB lensing の convergence field マップの相互相関を取り、予想される宇宙論パラメータの制限を見積もりを行なった。

再電離期後、IGM 中の中性水素はほとんど電離され、わずかに残った中性水素は高密度領域、特に、銀河内部に残る。そのために、中性水素は銀河分布及びその背景にあるダークマター分布をトレースする。また、CMB lensing はダークマターの重力ポテンシャルによって引き起こされる。以上から、21cm 線と CMB lensing はダークマターを介して正相関をもつ。

田中、吉浦、高橋(慶)、西澤らは Tanaka et al. (2019) において、SKA1-MID を single dish (SD) モードとして観測を想定することにより相互相関の検出可能性を十分に示した。図 3.21 では SKA-MID (SD) を想定した個々の multipole モードの signal to noise ratio (S/N) と各 multipole ごとの S/N を累積した結果を表す。累積 S/N は赤方偏移 0.5、1.5 において 10 に達しており、赤方偏移 2.5 においてはおよそ 5 程度となっている。一方、干渉計 (IF) モードとして観測を想定した場合、累積 S/N は最大 0.4 ほどで十分な検出が見込めないことがわかった。これは小スケールにおける convergence のノイズが大きく寄与しており、例え SKA-MID (IF) の感度が 21cm 線シグナルの検出に到達していても相互相関パワースペクトルの検出を困難にしている。

21cm-CMB lensing 相互相関において Ω_{HI} と冷たいダークマターと中性水素ガス間のバイアス (b) は縮退しており、 Ω_{HI} のみの制限の見積もりはできない。そのために、大スケールにおいて妥当性が示されている線形定数バイアスモデルを用い、 $\Omega_{\text{HI}}b$ について見積もりを行なった。手法としてフィッシャー解析を用いた。本研究で用いたパラメータの中で、標準宇宙論パラメータ $\Omega_c h^2$, H_0 , n_s は Planck 観測により、1% 以下のエラーで精密に制限されている。そこで、これらの制限を prior として適用することで赤方偏移 $0.0 < z < 3.0$ の範囲で 10-20% の精度で見積れることがわかった。

この相互相関の検出には小スケールにおいて課題は残るものの、ACTPol のような高角解像度を有する他の観測を用いることで改善は見込まれる。これにより相互相関シグナルを様々なスケールや赤方偏移で検出ができると未だに不確定性の大きいバイアスモデルに多くの洞察を与えることも期待される。

3.3.7 21cm 線観測による宇宙論解析のための HI バイアスの測定

SKA では 21cm 線強度マップによって、個々の銀河を分解せずに空間的に粗い分解能で広い領域を領域を遠方までの再電離期以降の輝度温度の観測を試み、従来の銀河サーベイよりも過去からの宇宙の大規模構造の時間発展の探査が期待されている。これによって物質のゆらぎの時間発展や宇宙の膨張率の変化を測定することができるため、加速膨張の起源として提唱されているダークエネルギーや修正重力理論などの理論モデルへの制限を与えることができる。赤方偏移 $z < 1$ で宇宙のエネルギー密度のうちでダークエネルギーが優勢となり宇宙の膨張速度は原則から加速と転じる。そして膨張速度の時間変化やそれにともなる密度ゆらぎの成長率は、ダークエネルギーなどの理論モデルの違いを反映しているため、ダークエネルギーの状態方程式パラメータなどに制限を与えることが可能となる。

ただし観測から得られるのは中性水素 (HI) 密度場であるため、物質の大部分を占めるダークマターの密度場とのずれ (HI バイアス) の振る舞いと、HI バイアスが宇宙論解析に与える影響を知る必要がある。宇宙論班の安藤、西澤、EoR 班の長谷川らは宇宙論的流体シミュレーションを用いて、HI バイアスの空間の波数、赤方偏移依存性を測定した (Ando et al., 2019)。その結果、赤方偏移 $z < 3$ では宇宙論解析に用いるような大スケールにおける HI バイアスは定数とみなせるのに対し、より遠方 ($z > 3$) では波数依存性を持つことを示した。さらにバリオンフィードバックモデルの異なる二つのシミュレーションデータを解析することで、小スケールの天体物理学的効果による宇宙論解析に用いるような大スケールにおける HI バイアスへの影響は小さいことを示した。

参考文献

- Abdalla, F. B., *et al.* [SWG for the Cosmology Collaboration], 2015, arXiv:1501.04035 [astro-ph.CO].
- Adam, R., *et al.* [Planck Collaboration], 2014, arXiv:1409.5738 [astro-ph.CO]
- Ade, P. A. R., *et al.* [Planck Collaboration], 2014, *Astron. Astrophys.* **571**, A16
- Ade, P. A. R., *et al.* [Planck Collaboration], 2014, *Astron. Astrophys.* **571**, A24
- Ade, P. A. R., *et al.* [POLARBEAR Collaboration], 2014, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 131302
- Ade, P. A. R., *et al.* [BICEP2 Collaboration], 2014, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 241101
- P. A. R. Ade *et al.* [BICEP2 and Planck Collaborations], *Phys. Rev. Lett.* **114**, 101301 (2015)
- P. A. R. Ade *et al.* [Planck Collaboration], *Astron. Astrophys.* **594**, A19 (2016)
- Aghanim, N., *et al.* [Planck Collaboration], 2018, arXiv:1807.06209 [astro-ph.CO]
- Y. Akrami *et al.* [Planck Collaboration], arXiv:1905.05697 [astro-ph.CO].
- Ando R., Nishizawa A. J., Hasegawa K., Shimizu I., Nagamine K., 2019, *MNRAS*, **484**, 5389
- Aoki, H., Iso, S., Lee, D. S., Sekino, Y., and Yeh, C. P., *Phys. Rev. D* **97**, no. 4, 043517 (2018)
- Battye, R. A., Davies, R. D., and Weller, J. 2004, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **355**, 1339
- Barkana, R. 2018, *Nature*, **555**, 71
- Bennett, C. L., *et al.* [WMAP Collaboration], 2013, *Astrophys. J. Suppl.* **208**, 20
- Bernardi, G., Zwart, J. T. L., Price, D., et al. 2016, *MNRAS*, **461**, 2847
- Blain, A. W., *Astrophys. J.* **570**, L51 (2002)
- Bond, J. R. 1995, *Physical Review Letters*, **74**, 4369
- Bonvin, C., and Durrer, R. 2011, *Phys. Rev. D* **84**, 063505
- Boubekeur, L., and Lyth, D. H. 2006, *Phys. Rev. D* **73**, 021301
- Bowman, J. D., Rogers, A. E. E., Monsalve, R. A., et al. 2018, *Nature*, **555**, 67
- Bradley, R. F., Tauscher, K., Rapetti, D., et al. 2019, *ApJ*, **874**, 153
- Brown, M. L., Bacon, D. J., Camera, S., Harrison, I., Joachimi, B., Metcalf, R. B., Pourtsidou, A., and Takahashi, K., *et al.*, 2015, arXiv:1501.03828 [astro-ph.CO]
- Bruni, M., Crittenden, R., Koyama, K., Maartens, R., Pitrou, C., and Wands, D. 2012 *Phys. Rev. D* **85**, 041301
- Bull, P., Camera, S., Raccanelli, A., Blake, C., Ferreira, P. G., Santos, M. G., and Schwarz, D. J. 2015, arXiv:1501.04088 [astro-ph.CO].
- Camera, S., Santos, M. G., Ferreira, P. G., and Ferramacho, L. 2013, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 171302
- Camera, S., Raccanelli, A., Bull, P., Bertacca, D., Chen, X., Ferreira, P. G., Kunz, M., and Maartens, R., *et al.*, 2015, arXiv:1501.03851 [astro-ph.CO].
- Castorina, E. *et al.*, *JCAP* **1909**, 010 (2019)
- Cen, R., & Ostriker, J. P. 1999, *ApJ*, **514**, 1
- Challinor, A., and Lewis, A. 2011, *Phys. Rev. D* **84**, 043516
- Chang, T. C., Pen, U. L., Peterson, J. B., and McDonald, P. 2007, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 091303
- Chapman, E., Abdalla, F. B., Harker, G., et al. 2012, *MNRAS*, **423**, 2518
- F. Chibana, R. Kimura, M. Yamaguchi, D. Yamauchi and S. Yokoyama, *JCAP* **1910**, no. 10, 049 (2019)
- Clarkson, C., Bassett, B., and Lu, T. H. C. 2007, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 011301
- Colafrancesco, S., Marchegiani, P., Emritte, M. 2014, "Cosmology with galaxy clusters: studying the Dark Ages and the Epoch of Reionization in the SKA era" in the proceedings of *Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array*.
- Cooray, A. 2005, *Phys. Rev. D* **73**, 103001
- Dalal, N., Dore, O., Huterer, D., and Shirokov, A. 2008, *Phys. Rev. D* **77**, 123514
- Davé, R., Cen, R., Ostriker, J. P., et al. 2001, *ApJ*, **552**, 473
- De Felice, A., and Tsujikawa, S., *Living Rev. Rel.* **13**, 3 (2010)
- C. de Rham, G. Gabadadze and A. J. Tolley, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 231101 (2011)
- Desjacques, V., Seljak, U., and Iliev, I. 2009, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **396**, 85
- Dodelson, S. 2014, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 191301
- Dowell, J., & Taylor, G. B. 2018, *ApJL*, **858**, L9
- Draine, B. T., & Miralda-Escudé, J. 2018, *ApJL*, **858**, L10
- Dvali, G. R., Gabadadze, G., and Porrati, M., *Phys. Lett. B* **485**, 208 (2000)
- Eastwood, M. W., Anderson, M. M., Monroe, R. M., et al. 2019, *AJ*, **158**, 84
- Eisenstein, D. J., Zehavi, I., Hogg, D. W., et al., 2005, *ApJ*, **633**, 560

- Enqvist, K., and Sloth, M. S. 2002, Nucl. Phys. B 626, 395
- Ewall-Wice, A., Dillon, J. S., Hewitt, J. N., et al. 2016, MNRAS, 460, 4320
- Feng, C., & Holder, G. 2018, ApJL, 858, L17
- Ferramacho, L. D., Santos, M. G., Jarvis, M. J., and Camera, S. 2014, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 442, 2511
- Freudling, W., Staveley-Smith, L., Catinella, B., Minchin, R., Calabretta, M., Momjian, E., Zwaan, M., and Meyer, M., et al., 2011, Astrophys. J. 727, 40
- Flauger, R., Hill, J. C., and Spergel, D. N. 2014, JCAP 1408, 039
- Fukugita, M., Hogan, C. J., & Peebles, P. J. E. 1998, ApJ, 503, 518
- Gehlot, B. K., Mertens, F. G., Koopmans, L. V. E., et al. 2019, MNRAS, 488, 4271
- Giannantonio, T., Ross, A. J., Percival, W. J., Crittenden, R., Bacher, D., Kilbinger, M., Nichol, R., and Weller, J. 2014, Phys. Rev. D 89, 023511
- Hamana, T., Shirasaki, M., Miyazaki, S., Hikage, C., Oguri, M. et al. 2019, arXiv:1906.06041
- Hanson, D., et al. [SPTpol Collaboration], 2013, Phys. Rev. Lett. 111, no. 14, 141301
- Hashimoto, I., Taruya, A., Matsubara, T., Namikawa, T., and Yokoyama, S., Phys. Rev. D **93**, no. 10, 103537 (2016)
- Heymans, C., Grocutt, E., Heavens, A., Kilbinger, M., Kitching, T. D., Simpson, F., Benjamin, J., and Erben, T., et al., 2013, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 432, 2433
- Hikage, Chiaki, Oguri, Masamune, Hamana, Takashi, More, Surhud, Mandelbaum, Rachel, et al., 2018, PASJ, 71, 43
- Hildebrandt, H., Viola, M., Heymans, C., Joudaki, S., Kuijken, K. et al., 2017, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 465, 2, pp1454-1498
- Hirano, S., Kobayashi, T., Yamauchi, D., and Yokoyama, S., Phys. Rev. D **99**, no. 10, 104051 (2019)
- Hikage, C., Coles, P., Grossi, M., et al., 2008, MNRAS, 385, 1613
- Hikage, C., Komatsu, E., & Matsubara, T. 2006, ApJ, 653, 11
- Hills, R., Kulkarni, G., Meerburg, P. D., et al. 2018, arXiv e-prints, arXiv:1805.01421
- Hirata, C. M., and Seljak, U. 2003, Phys. Rev. D 68, 083002
- Ho, S., Agarwal, N., Myers, A. D., Lyons, R., Disbrow, A., Seo, H. -J., Ross, A., and Hirata, C., et al., 2013, arXiv:1311.2597 [astro-ph.CO]
- Hong, S. E., Ahn, K., Park, C., et al. 2014, Journal of Korean Astronomical Society, 47, 49
- Ichiki, K. 2014, Phys. Rev. D 90, 123008
- Ichiki, K., Kaji, R., Yamamoto, H., Takeuchi, T. T., & Fukui, Y. 2014, ApJ, 780, 13
- Jarvis, M. J., Bacon, D., Blake, C., Brown, M. L., Lindsay, S. N., Raccanelli, A., Santos, M., and Schwarz, D. 2015, arXiv:1501.03825 [astro-ph.CO]
- R. Kimura, T. Suyama, M. Yamaguchi, D. Yamauchi and S. Yokoyama, Publ. Astron. Soc. Jap. **70**, no. 5
- Kitching, T. D., Bacon, D., Brown, M. L., Bull, P., McEwen, J. D., Oguri, M., Scaramella, R., and Takahashi, K., et al., 2015, arXiv:1501.03978 [astro-ph.CO]
- Kohri, K., Oyama, Y., Sekiguchi, T., and Takahashi, T. 2013, JCAP 1310, 065
- Kohri, K., Oyama, Y., Sekiguchi, T., and Takahashi, T. 2014, JCAP 1409, 014
- Kovac, J., Leitch, E. M., Pryke, C., Carlstrom, J. E., Halverson, N. W., and Holzzapfel, W. L. 2002, Nature 420, 772 (2002)
- Leistedt, B., Peiris, H. V., and Roth, N., Phys. Rev. Lett. **113**, no. 22, 221301 (2014)
- Linder, E. V. 2005, Phys. Rev. D 72, 043529
- Lyth, D. H., and Wands, D. 2002, Phys. Lett. B 524, 5
- Maartens, R., et al. [SWG for the SKA Cosmology Collaboration], 2015, arXiv:1501.04076 [astro-ph.CO]
- Maino, D., Farusi, A., Baccigalupi, C., et al. 2002, MNRAS, 334, 53
- Mao, Y., D'Aloisio, A., Zhang, J., and Shapiro, P. R. 2013, Phys. Rev. D 88, no. 8, 081303
- Matarrese, S., and Verde, L. 2008, Astrophys. J. 677, L77
- Mecke, K R., Buchert, T. and Wagner, H., Astron. Astrophys. **288**, 697 (1994)
- Mesinger, A., Furlanetto, S., & Cen, R. 2011, MNRAS, 411, 955
- Minoda, T., Tashiro, H., & Takahashi, T. 2019, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **488**, no. 2, 2001 (2019)
- Morales, M. F., Astrophys. J. **650**, L21 (2006)
- Moroi, T., and Takahashi, T. 2001, Phys. Lett. B 522, 215 [Erratum-ibid. B 539, 303]
- Mortonson, M. J., and Seljak, U. 2014, JCAP 1410, no. 10, 035
- Namikawa, T., Yamauchi, D., Sherwin, B., and Nagata, R., Phys. Rev. D **93**, no. 4, 043527 (2016)
- Nicastro, F., Kröngold, Y., Mathur, S., et al. 2017, Astronomische Nachrichten, 338, 281
- Nicolis, A., Rattazzi, R., and Trincherini, E., Phys. Rev. D **79**, 064036 (2009)
- Okamoto, T., and Hu, W. 2002, Phys. Rev. D 66, 063008
- Okamoto, T., and Hu, W. 2003, Phys. Rev. D 67, 083002
- Okamoto, T., Shimizu, I., & Yoshida, N. 2014, PASJ, 66, 70
- Oyama, Y., Shimizu, A., and Kohri, K. 2013, Phys. Lett. B 718, 1186
- Park, C., and Kim, Y. R. 2010, Astrophys. J. 715, L185
- Patel, P., Harrison, I., Makhathini, S., Abdalla, F., Bacon, D., Brown, M. L., Heywood, I., and Jarvis, M., et al., 2015, arXiv:1501.03892 [astro-ph.CO]
- Perlmutter, S., et al. [Supernova Cosmology Project Collaboration], 1999, Astrophys. J. 517, 565
- Peterson, J. B., Aleksan, R., Ansari, R., Bandura, K., Bond, D., Bunton, J., Carlson, K., and Chang, T. C., et al., 2009, arXiv:0902.3091 [astro-ph.IM]
- Pratten, G. and Munshi, D., Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **423**, 3209 (2012)

- Price, D. C., Greenhill, L. J., Fialkov, A., et al. 2018, MNRAS, 478, 4193
- Pritchard, J. R., and Loeb, A. 2012, Rept. Prog. Phys. 75, 086901
- Raccanelli, A., Bull, P., Camera, S., Bacon, D., Blake, C., Dore, O., Ferreira, P., and Maartens, R., *et al.*, 2015, arXiv:1501.03821 [astro-ph.CO]
- Ratra, B., and Peebles, P. J. E., Phys. Rev. D **37**, 3406 (1988).
- Reid, B. A., Samushia, L., White, M., Percival, W. J., Manera, M., Padmanabhan, N., Ross, A. J., and Sanchez, A. G., *et al.*, 2013, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 426, 2719
- Riess, A. G., *et al.* [Supernova Search Team Collaboration], 1998, Astron. J. 116, 1009
- V. C. Rubin, V. C., Thonnard, N. and Ford, W. K. Jr., Astrophys. J. **238**, 471 (1980).
- S. Saga, H. Tashiro and S. Yokoyama, Phys. Rev. D **98**, no. 8, 083518 (2018)
- Saga, S., Yamauchi, D., and Ichiki, K., Phys. Rev. D **92**, no. 6, 063533 (2015)
- Samushia L., et al., 2014, MNRAS, 439, 3504
- Sanchez, A. G., Montesano, F., Kazin, E. A., Aubourg, E., Beutler, F., Brinkmann, J., Brownstein, J. R., and Cuesta, A. J., *et al.*, 2013, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 433, 1202
- Santos, M. G., Bull, P., Alonso, D., Camera, S., Ferreira, P. G., Bernardi, G., Maartens, R., and Viel, M., *et al.*, 2015, arXiv:1501.03989 [astro-ph.CO]
- Schmidt, F., and Kamionkowski, M. 2010, Phys. Rev. D **82**, 103002
- Schwarz, D. J., Bacon, D., Chen, S., Clarkson, C., Huterer, D., Kunz, M., Maartens, R., and Raccanelli, A., *et al.*, 2015, arXiv:1501.03820 [astro-ph.CO]
- Sekiguchi, T., Takahashi, T., Tashiro, H., and Yokoyama, S., JCAP **1802**, 053 (2018)
- Sekiguchi, T., Takahashi, T., Tashiro, H., and Yokoyama, S., JCAP **1902**, 033 (2019)
- Seljak, U. 2009, Phys. Rev. Lett. 102, 021302
- Sethi, S. K., & Subramanian, K., Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **356**, 778 (2005)
- J. R. Shaw and A. Lewis, Phys. Rev. D **81**, 043517 (2010)
- Shaw, J. R., Sigurdson, K., Pen, U.-L., Stebbins, A., & Sitwell, M. 2014, ApJ, 781, 57
- Sherwin, B. D., *et al.*, Phys. Rev. D **95**, no. 12, 123529 (2017)
- Shull, J. M., Smith, B. D., & Danforth, C. W. 2012, ApJ, 759, 23
- Bacon, D., J., *et al.* [SKA Collaboration], arXiv:1811.02743 [astro-ph.CO].
- D. Yamauchi *et al.* [SKA-Japan Consortium Cosmology Science Working Group], Publ. Astron. Soc. Jap. **68**, no. 6, R2 (2016)
- Sims, P. H., & Pober, J. C. 2019, arXiv e-prints, arXiv:1910.03165
- Singh, S., Subrahmanyam, R., Udaya Shankar, N., et al. 2017, ApJL, 845, L12
- Slosar, A., Hirata, C., Seljak, U., Ho, S., and Padmanabhan, N., JCAP **0808**, 031 (2008)
- Sunyaev, R. A., & Docenko, D. O. 2007, Astronomy Letters, 33, 67
- Suyama, T., Takahashi, T., Yamaguchi, M., and Yokoyama, S., JCAP **1012**, 030 (2010)
- Suyama, T., and Yamaguchi, M. 2008, Phys. Rev. D **77**, 023505
- Switzer, E. R., Masui, K. W., Bandura, K., et al. 2013, MNRAS, 434, L46
- Takahashi, K., Brown, M. L., Burigana, C., Jackson, C. A., Jarvis, M., Kitching, T. D., Kneib, J. P., and Oguri, M., *et al.*, 2015, arXiv:1501.03859 [astro-ph.CO]
- Tanaka, S., Yoshiura, S., Kubota, K., et al. 2019, arXiv e-prints, arXiv:1904.10363
- Tashiro, H. 2014, PTEP 2014, no. 6, 06B107
- Tegmark, M., and Zaldarriaga, M. 2010, Phys. Rev. D **82**, 103501
- Troxel, M. A., MacCrann, N., Zuntz, J., Eifler, T. F., Krause, E. *et al.* and DES Collaboration, 2018, Phys. Rev. D, 98, 043528
- Villaescusa-Navarro, F., Viel, M., Datta K. K., and Choudhury, T. R. 2014, arXiv:1405.6713 [astro-ph.CO]
- Vogeley, M. S., & Szalay, A. S. 1996, ApJ, 465, 34
- Wetterich, C., Nucl. Phys. B **302**, 668 (1988)
- Wyithe, S., and Loeb, A. 2007, arXiv:0708.3392 [astro-ph]
- Wolz, L., Abdalla, F. B., Alonso, D., Blake, C., Bull, P., Chang, T. C., Ferreira, P. G., and Kuo, C. Y., *et al.*, 2015, arXiv:1501.03823 [astro-ph.CO]
- Wolz, L., Abdalla, F. B., Blake, C., et al., 2014, MNRAS, 441, 3271
- Yamauchi, D., Aoki, H., Iso, H., Lee, D., S., Sekino, Y., and Yeh, C., P., JCAP **1905**, 055 (2019)
- Yamauchi, D., Linde, A., Naruko, A., Sasaki, M., and Tanaka, T., Phys. Rev. D **84**, 043513 (2011)
- Yamauchi, D., and Takahashi, K., Phys. Rev. D **93**, no. 12, 123506 (2016)
- Yamauchi, D., Takahashi, K., and Oguri, M. 2014, Phys. Rev. D **90**, 083520
- Yamauchi, D., Yokoyama, S., and Takahashi, K., Phys. Rev. D **95**, no. 6, 063530 (2017)
- Yamauchi, D., Yokoyama, S., and Tashiro, H., Phys. Rev. D **96**, no. 12, 123516 (2017)
- Yoo, J. 2010, Phys. Rev. D **82**, 083508
- Yoshiura, S., Takahashi, K., & Takahashi, T. 2018, PRD, 98, 063529
- Yoshiura, S., Takahashi, K., & Takahashi, T. 2019, arXiv e-prints, arXiv:1911.07442
- Zwicky, F., Astrophys. J. **86**, 217 (1937).

著者一覧（○は編集責任者）

新居舜	名古屋大学
安藤梨花	名古屋大学
市來淨與	名古屋大学
大栗真宗	東京大学
大山祥彦	総合研究大学院大学
郡和範	高エネルギー加速器研究機構
嵯峨承平	京都大学
島袋隼士	Yunnan University
高橋慶太郎	熊本大学
高橋智	佐賀大学
田中章一郎	熊本大学
西澤淳	名古屋大学
古郡国彦	名古屋大学
箕田鉄兵	名古屋大学
○山内大介	神奈川大学
吉浦伸太郎	University of Melbourne
横山修一郎	名古屋大学
吉川耕司	筑波大学

第4章 銀河進化

4.1 銀河の「進化」とは

銀河は進化する。この事実は、銀河研究が本格化した 1970 年代後半から現在に至るまで、銀河物理学の研究の駆動力であり続けている。にもかかわらず、銀河がどのように形成され、進化してきたかは定量的にはまだ解明にはほど遠い。銀河の進化とは具体的に何を指すだろうか？

銀河を特徴づける物理量には実に様々なものがある。質量に関連する諸量から見ていこう。ダークマターを含む全質量(力学質量)、バリオンの質量、そのうちの星が占める質量、様々な相のガスの質量(電離ガス質量、中性ガス質量、分子ガス質量)、そして銀河を形作る星が単位時間にどのくらいの質量形成されるかを表す星形成率、星形成の結果生成され、銀河の星間物質に供給される重元素の質量(金属量)、重元素が固体微粒子(ダスト)の存在形態を取る量(ダスト量)と、これだけでも多くの物理量がある。

ダークマター以外の銀河の構成要素は、基本的に複雑かつ多様な輻射過程を通じて電磁波を放射する。その結果、銀河は様々な波長の電磁波の形でエネルギーを放出している。銀河全体の光を積分したときの単位時間、単位波長当たりのエネルギー放射量を銀河の単色光度 (monochromatic luminosity) と呼ぶ。単色光度 (あるいは観測者が受けるフラックス密度) を波長の関数としてあらわしたものをスペクトルエネルギー分布 (SED) と呼ぶ¹。銀河の光度は波長に強く依存し、また銀河の形態(渦巻、楕円、不規則など)や星形成率、重元素量とも密接に関連している。X 線は銀河内の星の残骸 (X 線連星) やブラックホールへの質量降着によるエネルギー解放現象 (活動銀河核 AGN と呼ばれる)、あるいは銀河の高温ガスから放射される。紫外線は新しく形成された大質量星、そして星の進化の最終段階である白色矮星といった高温の星からの放射の集積である。可視光線および近赤外線は質量の小さな星まで含めたあらゆる星の連続光、そして電離ガスからの輝線、場合によっては AGN からの熱放射が寄与する。中間赤外線、遠赤外線は銀河にある様々なサイズ、組成のダスト粒子に星からの紫外線、可視光線が吸収され、再放射されるエネルギーが支配的である。さらに、これに原子ガスからの微細構造線や分子輝線が加わる。サブミリ波、ミリ波も同様にダスト放射が卓越するが、これに電離領域の自由電子による熱制動放射も加わる。ミリ波よりも長波長の電波では、熱制動放射よりも超新星残骸などの磁場による磁気制動放射 (シンクロトロン放射) が卓越する。また、この波長では中性水素の電子と陽子のスピン状態に起因する波長 21 cm の超微細構造線が重要な放射である。このほか、銀河内で生じる高エネルギー現象によるガンマ線も放射される。そして、銀河全体の積分量だけでなく、銀河の各部分は異なった SED を持っている。渦巻銀河の中心、バルジ部分、円盤部では寄与する天体や卓越する輻射過程がそれぞれ異なるからである。近年開発が進んでいる可視光・近赤外線波長域での面分光装置や、高空間分解能な観測を可能とする、ミリ波・サブミリ波そしてセンチ波の大規模な干渉計装置である、ALMA や SKA が動き出そうとしている今、これまで近傍銀河でしか検証できなかった、“空

¹単にスペクトルと呼ぶ場合もあるが、波長分解能が高い場合を特に差していることが多い。これに対して SED というときは単色光度の概形を指している。

間分解した SED” の理解は、極めて重要な役割を果たすと考えられる。

銀河を力学的な側面からみると、質量以外にも銀河のダークマターの角運動量、銀河の回転速度も重要な物理量である。SED 同様、銀河を空間分解して構造に着目すると、渦巻銀河の渦状腕のパターンやその回転速度、楕円銀河の局所的な速度分散、その非等方性も銀河の内部力学を規定する。矮小銀河の場合はコヒーレントなパターンがないことが多く、銀河の部分部分が異なった運動をしていることも稀ではない (NGC 4449 など)。星形成に起因する超新星爆発によって、エネルギーが星間物質に与えられ、銀河の外にむけて運動する銀河風という現象も知られている。銀河のポテンシャルが深い場合は物質は減速し、銀河本体に戻ってくる。これは銀河噴水 (galactic fountain) と呼ばれる。これに対し、矮小銀河のようなポテンシャルの浅い銀河では星間物質の流れは銀河の脱出速度を超え、銀河の外に流出する。この場合は銀河風 (galactic wind) と呼ぶ。どちらも銀河の質量収支に影響を与える、重要なガスの運動として注目されている。後でも述べるが、銀河同士が衝突・合体することは宇宙では頻繁に生じる。銀河の大きさ (~ 10 kpc) に比べ、銀河間の平均距離がさほど大きくない (~ 1 Mpc) ためである。銀河の質量に差がある場合は、小さな銀河が大きな銀河に吸収されたとみなせる。この場合力学状態はさほど乱れないが、星形成率には強い影響を与え、また一時的に特徴的な外見を呈する場合がある (シェル、リップル、ポーラーリングなど)。同程度の質量の銀河が合体する場合は力学的な影響は極めて強く、もともと持っていた形態はいったん完全に失われ、最終的に楕円銀河的な密度構造に落ちつくと言われている。これに関連する有名な問題がある。銀河を構成する星は無衝突系であることが知られており、星同士が2体散乱を起こすことは事実上ないといわれてよい。ところが、楕円銀河の密度ポテンシャルはどれも極めて似通っており、2体緩和よりもはるかに速い何らかの緩和過程を考えなければ観測が説明できない。この問題は現在も完全には解決されていないが、「激しい緩和過程」 (violent relaxation) と呼ばれる統計力学的過程が考えられている。このような過程の結果、衝突銀河の最終的な“平衡”形状は楕円銀河の密度プロファイルとなる。しかし実際の銀河は星だけではなく、衝突系であるガスも含んでいるため、星のみの系同士の合体とは異なる結果を生じる可能性もある。例えば、ガス成分の多い銀河同士の合体 (gas-rich merger) では、合体後に円盤銀河になりうる、という結果を報告している研究がある (Barnes, 2002; Springel & Hernquist, 2005; Robertson & Bullock, 2008; Hopkins et al., 2009)。そのため、衝突銀河のガスの分布・運動などの情報を調べることは、銀河進化を理解する上で極めて重要である。

これらに加え、これまで直接観測は難しかった銀河外からのガス降着や、古くて新しい問題として知られる銀河への環境の影響 (環境効果) も重要な量であろう。環境効果が銀河の形態や性質に影響を与えることは様々な観測から知られており、今後も新たな事実が発見されると期待される。

銀河の進化とは、これら実に多彩な物理量が宇宙年齢とともに変化していく現象を指す。厳密には、1個の銀河に着目したときの物理量の時間変化、いわば銀河の個人的ヒストリーと各宇宙年齢で統計的に見たときの銀河の平均的物理量の変化、つまり社会的ヒストリーの2つの側面がある。銀河進化研究では必要に応じてこの2つの立場を使い分けている。宇宙論的な文脈からは、ダークマターが重力相互作用し、その構造の進化のなかで銀河が形成、進化してゆくという立場から研究が進められる。この場合は力学的な進化が重要である。しかし、銀河の分野で最も注目されているのは、最初のガス塊から星が生まれ、そして初代の星が死ぬことで重元素が供給され、次世代の星形成が促進されてゆくというサイクル、すなわち星形成進化である。化学組成もこれに伴って変化してゆくの、重元素量の進化のことは化学進化という特別な用語で呼ばれる (Tinsley, 1980)。これらに加え、最近では積分した星質量の進化も重視されている。銀河全体の進化だけでなく、たとえば矮小銀河の質量降着や銀河になっていない残存ガスが大規模構造のフィラメントか

ら降着してくるなどの過程によって、銀河のバルジ-ディスク比も進化してゆく。銀河合体は劇的な形態の変化をもたらす、これも銀河進化の重要な側面とみなせる。銀河の中心部には大質量ブラックホールが存在していることが多いが、このブラックホールへの質量降着が時間変化することで、AGN 活動性も進化する。さらに、中心核ブラックホールとバルジの間に相関が存在することから、銀河の進化とブラックホールの進化も関連していることが示唆されている (e.g. Magorrian et al., 1998)。これは銀河とブラックホールの共進化 (co-evolution) として知られている現象である。銀河進化という言葉は、このようなイメージでとらえるのがよいであろう。

ここ 10 年で、多波長による銀河探査が飛躍的に進展し、宇宙年齢の非常に早い時期まで観測データが揃うようになってきた。これによると、銀河の進化は上に述べた様々な物理量のうち、基本的に 2 つの物理量で決まっているらしいことが見えてきつつある。銀河の星質量と、局所的な環境である。現在標準となっている、宇宙項のある冷たいダークマター宇宙モデル (Λ CDM モデル) が予言する階層的構造形成シナリオでは、小さな構造単位 (ダークハロー) が合体することによってより大きなダークハローが形成され、ダークハローの重力ポテンシャル環境の中で銀河が形成されると考えられている。銀河形成期以前の宇宙では、バリオンはほぼ完全にガス相で存在する。それが大規模構造のフィラメントに降着し、そしてハローの作るポテンシャルに落下して濃い分子雲を作ることで星形成が始まる。分子雲から初期質量関数に従って星が誕生する。大質量星は温度が高く、光度も大きいので強い紫外線で周囲のガスを電離し、電離水素領域を形成する。これは星形成の観点からは障害に働く高価である。また大質量星は短いタイムスケールで超新星爆発を起こし、持っていたガスを星間空間に戻す際に重元素やダストを供給し、それとともに熱エネルギーや衝撃波を星間物質に与える。冷たいガスや分子雲はこのようなエネルギーインプットによって熱いガスとなり、星形成は停止してしまう。これに加え、AGN からの強烈な放射やジェットなども星間物質の冷却を妨げる。これらはネガティブフィードバックと呼ばれ、星の形成が進むことで星の形成を障害する方向に働く。この意味で、星形成は自己制御的 (self-regulating) であると言われることもある。このように、ダークハローの影響とバリオン物質の複雑なフィードバック機構が銀河の星形成を制御しつつ進化し、今日の銀河となるのである。銀河の星質量の成長を完全に理解するためには、星形成の原料である中性ガスの複雑な物理過程を解明する必要がある。このように、銀河の形成進化と大規模構造進化の理解には、銀河中の中性ガスをなるべく多くの銀河について、なるべく異なった様々な環境で、宇宙年齢の関数として理解することが不可欠である。

4.2 銀河進化研究の現状 – 伝統的方法論とその限界 –

銀河進化の星形成に関する側面は、1970 年代後半に Tinsley らが銀河の星種族の進化に基づく観測の進化理論を提唱して以来、様々な観測を用いて検証されてきた。まず注目されたのが、銀河の星種族の構成である。星の寿命が星の初期質量に強く依存することから、同時期に生まれた星の集団の色 (カラー) は大質量の星から先に死んでいくことにより、時間とともに変化する。黎明期の銀河進化研究で重視されたのは、化学進化理論に基づく銀河のカラーの進化であった (e.g. Larson & Tinsley, 1974, 1978; Larson et al., 1980)。この頃は、階層的構造形成モデルはまだ標準としての地位を確立しておらず、銀河進化はワンゾーンで古典的に時間進化すると扱われていた。この場合、個々の銀河の進化 \simeq 銀河の平均的進化といえる。現代的視点から見るとまだ未成熟ではあるが、銀河の平均的進化を宇宙論的な体積平均で捉える「宇宙の星形成史」という概念を初めて

提唱したのは Tinsley & Danly (1980) である²。宇宙の星形成史は 1990 年代後半に深い銀河探査を用いて銀河の平均的進化の検証に使われ始めて以降、爆発的な流行を呼ぶこととなった (e.g. Lilly et al., 1996; Madau et al., 1996; Madau & Dickinson, 2014)。銀河のカラーに基づく進化の検証の利点はもちろん、非常に成功した天体物理理論である星の進化の体系を用いた明快な議論ができることである。しかし、銀河のカラーの変化は概して時間分解能が極めて低く、その年齢での星形成率を測定できない。特に長寿命の星からの放射が卓越してくる銀河年齢 (> 数 Gyr) では顕著である。このため、寿命の短い大質量星起源の物理量を用いる方法がこれに取って代わるようになった。

大質量星は上記のように電離水素領域 (HII 領域) を形成する。HII 領域では水素の電離再結合が生じるため、Lyman, Balmer, Brackett 系列など水素の再結合線が放射される。水素の再結合線強度は電離光子の数から量子力学的に正確に計算できるため、第一原理に基づくクリアな議論がやはり可能である。観測から再結合線の強度を測定して電離光子の数に換算し、そして星の放射の理論から大質量星 (OB 型星) の数 (あるいは総質量) に焼き直す。これに初期質量関数を仮定することで、大質量星の総質量は全質量の星の質量に換算できる。こうして得られた星の質量は、大質量星の寿命のタイムスケール (10^6 yr) の時間に形成された星の全質量、つまり星形成率を表している (Kennicutt, 1983)。これが銀河の進化のタイムスケールに比べて十分短いことから、銀河進化を議論する主要なツールとして広く用いられている。水素の再結合線のうち、最も進んでいた可視光線での観測に都合がよいのが Balmer 系列の輝線 ($H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ など) である。Lyman 系列は紫外線であり、赤方偏移が高い銀河では可視光で観測できるため、10 m クラスの光学望遠鏡が建造されるようになってから銀河進化研究によく用いられるようになった。また、大気吸収や夜光によって地上観測が難しかった近赤外線 Brackett 系列も、観測装置の発展により今日では星形成率の研究に用いられている。赤方偏移が 1–2 付近の銀河では Balmer 系列がこの地球大気による邪魔の多い波長にシフトするため観測が困難であることから長く「赤方偏移砂漠」(redshift desert) と呼ばれていたが、同様に近赤外線観測装置の発展によりこの問題も解決に向かっている。ところが、水素再結合線による星形成の評価は万能ではない。Kennicutt (1983) の中ですでに議論されているように、銀河の星形成は必ずダストの生成を伴う。可視光線および紫外線はダストの減光³の効果を強く受けるため、観測量からそのまま算出した星形成率は常に過小評価である。この問題は早い時期から認識されていたものの、銀河進化、特に紫外線に根拠を置く研究者の間では軽視され続け、その結果銀河の星形成進化についての理解の混乱を引き起こすことになった。

ダスト粒子は星が形成され、大質量星が超新星爆発を起こすタイムスケールで生成される。このためダストは星形成領域には必ず存在している。ダストが吸収した紫外線のエネルギーはダスト粒子からの熱放射として主に中間–遠赤外線で再放射されるので、ならばむしろ赤外線放射光度を大質量星からの電離光子の指標として用いることが考えられる (e.g. Kennicutt, 1998)。ダストによる吸収が顕著な銀河では、この方法は星形成の指標として有効である。遠方宇宙においてダストで強い吸収を受け、巨大な赤外線光度を持つ銀河が発見されたことで、星形成率の指標としての赤外線は急激に注目されることになった (e.g. Hughes et al., 1998)。高光度赤外銀河と呼ばれるこの種族は、1 個当たりの星形成率が極端に高い ($100\text{--}1000 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$) ため、宇宙の星形成率への寄与が大きい可能性が指摘され、星形成率はむしろ赤外線のみで測定すれば足りるという極端な見方をする研究者も出てきた。しかし当然ながら紫外線のみ、赤外線のみではどちらも不十分な情報しか得られないことは自明である。Takeuchi et al. (2005) は $0 < z < 1$ の宇宙で紫外線と赤外線の光度関数をもとめ、これらを積分することで全星形成率への双方の寄与を評価した。その結

²よく誤解されているが、最初に提唱したのは Piero Madau ではない。

³ダスト粒子による散乱と吸収の効果の総称をこう呼ぶ。

果、近傍宇宙ではほぼ同じ寄与となるものの、 $z = 1$ の宇宙では 90 % 以上の星形成がダストで隠されており、赤外線ではしか観測できないことを見出した。この結果はその後の研究により $z \simeq 4$ までは検証され、 $1 < z < 3$ の宇宙ではこの隠れた星形成が支配的であることが確定的となった (e.g. Cucciati et al., 2012; Burgarella et al., 2013)。とはいえ、双方の情報を用いた星形成率指標が理想的であることは言うまでもなく、現在ではそのような指標がいくつか提唱され、評価されている (e.g. Kennicutt et al., 2009; Takeuchi et al., 2010; Murphy et al., 2011)。このうち、電波連続波もダストの影響を受けない星形成率の指標として使われており、電波連続波で探る銀河進化は、SKA の重要なサイエンステーマの一つである (詳細は § 4.4.2 参照)。

その他の星形成率を評価するための観測的指標としては、X線連星起源の光度、HII 領域からの禁制線 ([OII] など) の光度、多環式芳香族炭化水素のバンド輝線光度、非電離紫外線連続光光度やシンクロトロン放射光度などが用いられている。ところが、これらはすべて星形成率を測る指標であり、銀河形成と成長のキーである「ガスから星への変換」については何も語ってはくれない。これに対し、電波天文学では分子輝線を用いた分子ガス量が星形成に関連する測定量として精力的に研究されてきた。こちらはある時刻における銀河が持つ「星形成の材料」の量を示している。これと星形成率を組み合わせることで、ガスから星への過程を議論することができる。しかし、分子輝線はすでに分子雲になったガスをトレースするのみであり、更におしすすめて中性ガスまで含めた議論をする必要がある。これまでは HI の 21 cm 輝線が観測できる赤方偏移がほぼ近傍宇宙に限られていたため、銀河進化の観点から議論されることは稀であった。SKA はこれを可能にし、銀河進化研究に絶対的なブレイクスルーを与えることになる。

4.3 銀河進化研究の現状 – 銀河における HI ガス –

4.3.1 水素原子と水素分子

銀河において星形成の材料となるのは分子ガスである。銀河系では、星間物質のうち質量の約半分が分子ガス、特に水素分子 (H_2) ガスになっていることが知られている。この小節では銀河における水素分子の生成および解離と、水素分子と水素原子 (H I) の割合について述べる。SKA の観測では、原子ガスが重要な観測対象となるが、原子と分子の二相は下で見る様に密接に関係しており、両方の理解が重要である。

水素分子の生成

銀河において、水素分子の最も基本的な生成過程は 2 つの水素原子による共役反応で、電子や陽子を触媒として起こる。この共役反応では水素分子の生成に伴って多量の発熱エネルギーが生じる。この発熱エネルギーを捨て去られない限り反応は逆戻りするため水素分子は生成できない。水素分子生成に伴う発熱エネルギーを捨て去るためには 3 つの水素原子による衝突反応が必要となる。この衝突反応では 3 つ目の水素原子が余分な発熱エネルギーを持ち去ってくれるため、水素分子を生成することができる。このような 3 つの水素原子による水素分子の生成は、非常に高密度な環境 ($n_H > 10^8 \text{ cm}^{-3}$) で促進される。しかし実際の銀河では、銀河系の分子雲でさえ水素原子の平均的な個数密度が $n_H \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ 以下という低密度環境であるため、水素原子の衝突反応による水素分子生成はほとんど起こらない。

銀河において最も効率のよい水素分子生成は星間塵を触媒とする方法である (Gould & Salpeter, 1963; Hollenbach & Salpeter, 1971)。星間塵の内部では様々な運動モードが存在している。そのた

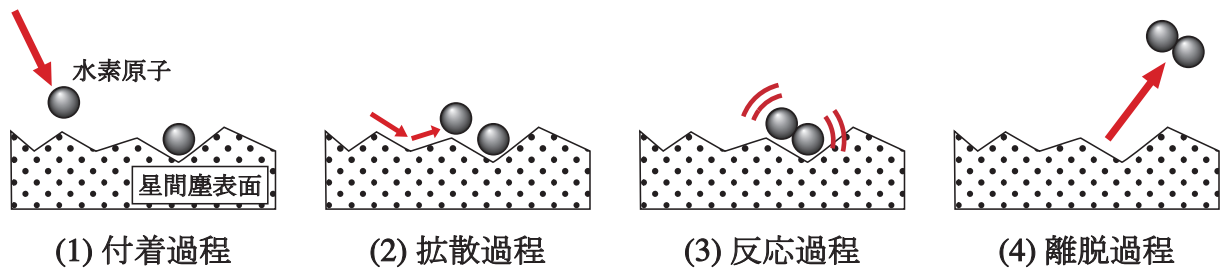


図 4.1: 星間塵表面における水素分子生成の 4 つの素過程 (高橋 2000)。

め、星間塵表面で水素分子が生成されると、生成で生じた発熱エネルギーは星間塵が熱浴となって吸収してくれると考えられる。

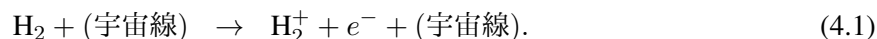
星間塵表面での水素分子形成過程は、1) 水素原子の星間塵表面への付着過程、2) 星間塵表面での拡散過程、3) 星間塵表面での 2 つの水素原子の反応過程、4) 生成した水素分子の星間塵表面からの離脱過程の 4 つの素過程にわけて考えることができる (図 4.3.1)。まず、気相中を漂っているある水素原子が星間塵の表面に付着する (過程 1)。この時水素原子が星間塵に付着できるかどうかは、水素原子の星間塵への衝突エネルギーと星間塵からの脱出エネルギーのバランスで決まる。衝突エネルギーが星間塵に十分に吸収され、星間塵表面からの脱出に要するエネルギーを満たさなければ水素原子は付着できる。付着した水素原子と星間塵表面の間に働く結合力 (Van der Waals 力) は弱い。そのため、水素原子は星間塵表面上を動き回り、やがてポテンシャル場の井戸に落ち込む (過程 2)。次に別の水素原子が星間塵表面に付着し、最初の水素原子同様に表面上を動き回る。しばらくすると、この水素原子はポテンシャル場にいる最初の水素原子と出会い、水素分子を生成する (過程 3)。分子動力学シミュレーションによると、この水素分子生成の反応には 2 つのパターンが見られる (Takahashi et al., 1999)。1 つ目は上述の星間塵表面上での 2 つの水素原子により引き起こされるパターン、2 つ目は星間塵表面に付着している水素原子へ気相中の別の水素原子が直接衝突をして反応を起こすパターンである。いずれかの反応によって生成された水素分子は、星間塵表面における結合エネルギーを切り、気相として星間塵表面から離脱する (過程 4)。星間塵表面での水素分子の生成率は、太陽系近傍の分子雲で $k \sim 3 \times 10^{-17} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ であるといわれている (Jura, 1975)。

水素分子の解離

一度生成された水素分子も何らかの原因で解離され、再び水素原子に戻ることがある。この水素分子の解離を引き起こす原因は大きく 3 つあげられる。まず 1 つ目は、主に O 型星と一部の B 型星から放射される 11.2 – 13.6 eV の紫外光子 (Lyman-Werner 光子) による光解離である。このような放射場の周囲では、水素分子のみで構成された分子雲は光解離によって水素分子から水素原子へ解離されてしまう。しかし、分子雲が非常に高い柱密度をもつ場合 ($N_{\text{H}_2} > 10^{14} \text{ cm}^{-2}$)、その内側は自己遮蔽によって光解離を免れる (Draine & Bertoldi, 1996)。また、分子雲中に星間塵が含まれていた場合も紫外光子は星間塵によって吸収・散乱されるため、分子雲の内側は光解離の影響を受けない。このような光解離を免れた分子雲の内側で新しい星が形成されることが考えられている。

2 つ目は 1–100 MeV 程度の陽子である宇宙線による解離である。宇宙線は星間塵の影響を受け

ず、分子雲を貫くことができる。そのため、分子雲の中心部の水素分子を電離させる。この反応は水素分子の宇宙線電離とも呼ばれる:



この反応によって生じた H_2^+ イオンは周囲の水素分子とただちに反応してプロトン化水素分子 (H_3^+) を生成する。



分子雲では、宇宙線電離によって生成された H_3^+ が他分子の生成に寄与することが知られている (Johnsen & Guberman, 2010)。

3つ目の水素分子の解離過程は高温・高密度な星間空間における衝突解離である。中性な星間空間では、水素分子の衝突解離は水素原子、ヘリウム原子、水素分子によって引き起こされる。電離領域では、電子や陽子が水素分子の衝突解離を誘発する。また、速度が $v_s > 20 \text{ km s}^{-1}$ をもつ衝撃波領域でも衝突解離が生じることが知られている (Kwan, 1977; London et al., 1977)。しかしこの衝突解離は水素分子解離の原因としての寄与は小さいと考えられる。理由としては、衝突解離によって水素分子生成で生じる熱エネルギーが効率よく捨て去られたり、星間空間中の金属による冷却を受け、水素分子の解離よりも生成が促進されるためである (e.g. Gould & Salpeter, 1963)。

銀河における水素分子と水素原子

銀河における水素分子と水素原子の割合 (分子比率: $f_{\text{mol}} \equiv \rho_{\text{H}_2}/\rho_{\text{total}}$, $\rho_{\text{total}} = \rho_{\text{H}_2} + \rho_{\text{HI}}$) は、水素分子の生成と解離のバランスで決まる。Elmegreen (1993) は、 f_{mol} が分子雲にかかる様々な圧力、紫外光子の放射場、金属量の関数として記述される解析的な1次元のモデルを提案した。Krumholz et al. (2008) では、Elmegreen (1993) の分子雲を球対称モデルとして扱い、星間塵による水素分子生成をパラメーターとして加えた多次元の解析モデルを提案した。これらのモデルは、銀河系や近傍銀河の観測結果をよく説明している (Sofue et al., 1995; Honma et al., 1995; Blitz & Rosolowsky, 2004; Leroy et al., 2008)。

観測的な f_{mol} の検証は、主に、銀河系や近傍銀河の $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ 輝線 (2.6 mm) と HI 輝線 (21 cm) の観測データをもとに行われている。 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ 輝線の観測からは輝線強度と水素分子柱密度の変換係数 ($X_{\text{CO}} [\text{cm}^{-2}(\text{K km s}^{-1})^{-1}]$) を介し水素分子の面密度が、HI 輝線の観測からは水素原子の面密度が得られる。これら面密度の比から f_{mol} は見積もられる。円盤銀河で代表される晩期型銀河では、銀河全体として $f_{\text{mol}} \sim 25\text{--}30\%$ になると報告されている (Boselli et al., 2014)。さらに、晩期型銀河における f_{mol} の動径分布を調べると、銀河中心から動径方向に減少することが知られている (e.g., Bigiel & Blitz, 2012; Tanaka et al., 2014)。図 4.2 は晩期型である渦巻銀河 (NGC 628) における、中心からの水素分子・水素原子面密度の動径分布を表している。水素分子は銀河中心部をピークに動径方向に面密度が小さくなっていく。一方、水素原子は銀河中心部では面密度が小さく、数 kpc 外側から (図 4.2 では半径 $100''$ 付近) 動径方向に面密度は徐々に大きくなる。そのため、晩期型銀河の f_{mol} は銀河中心部で 1 に近く、外側にいくにつれて小さくなるような分布を示す。

次に、水素原子から水素分子へ遷移する密度について記述する。解析的な理論モデルによると、太陽の金属量をもつ球対称な分子雲の中では、光解離からの遮蔽が水素原子の面密度で $\Sigma_{\text{HI}} \approx 10 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ 付近 (柱密度で $N_{\text{H}} \sim 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ 程度) で効くことが示唆されている (Krumholz et al.,

2009)。水素分子の生成/解離を組み込んだ銀河形成進化の数値シミュレーションにおいても、同様の金属量をもつ銀河では $N_{\text{H}} \sim 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ でほぼ全ての水素原子は水素分子へと遷移する (e.g., Pelupessy et al., 2006; Gnedin et al., 2009)。これら理論研究による予言値とほぼ等しい値が、太陽と同程度の金属量をもつ近傍の晩期型銀河の観測から得られている (e.g., Wong & Blitz, 2002; Bigiel et al., 2008)。

しかし、水素分子へ遷移する柱密度は金属量によって変わりうる。Gnedin et al. (2009) では、金属量が低いほど水素分子へ遷移する柱密度が高くなることを示唆した。彼らのシミュレーションの中では金属量が低いと光解離を遮蔽する星間塵が少なくなる。そのため、光解離からの遮蔽が効く柱密度は高くなる。同様の結果は他の理論モデルや近傍銀河の観測からも得られており (e.g., Krumholz et al., 2009; McKee & Krumholz, 2010; Fumagalli et al., 2010; Wong et al., 2013; Richings et al., 2014)、金属量は水素原子から水素分子への遷移において鍵となるパラメーターと言える。

4.3.2 渦巻銀河の HI ガス

渦巻銀河の中性水素ガス (HI ガス) の観測は 1950 年代に遡る。以来、電波単一鏡や干渉計⁴によって、非常に近傍 ($\sim 50 \text{ kpc}$) から、100 Mpc 以上 ($z > 0.024$) の銀河に至るまで広く観測されている。本小節では渦巻銀河における HI ガス観測によってもたらされた物理的な理解についてまとめる。

空間分布

渦巻銀河における HI ガスの分布には大きく3つの特徴が見られる。1つ目の特徴は銀河中心部に見られる穴である。一般的に銀河中心部は高密度である。そのため、ほぼ全ての水素原子が水素分子に遷移してしまい、HI ガスがほとんど存在していないことに起因していると考えられている (§4.3.1 参照)

2つ目の特徴は、HI ガスは可視光観測で得られる円盤部より顕著に広がって分布していることである (e.g., Sancisi, 1983; Leroy et al., 2008)。図 4.2 上側のパネルには近傍渦巻銀河 (NGC 628) の可視観測より得られた星、HI ガス、CO 観測による分子ガスの空間分布が示してある。星や分子ガスは図中の黒点線で囲まれた円内に収まるのに対し、HI ガスは円のかなり外側まで広がっていることがわかる。このように多くの渦巻銀河では、HI ガスは星の円盤と比べ2-3倍以上広がっている (e.g., Sancisi, 1983)。

渦巻銀河の外側に見られる広がった HI ガスのような、星の円盤周囲にあるガスは銀河周辺ガス (circum-galactic medium: CGM) と呼ばれている。CGM は、理論的には銀河間ガスの降着や銀河からのアウトフローに関連していると考えられており (e.g., Mori et al., 2002; Mori & Umemura, 2006; Dekel et al., 2009a,b; Scannapieco et al., 2005; Davé et al., 2011)、銀河の質量獲得過程や星形成史と密接に関連した重要な研究対象となっている。CGM の HI ガスの柱密度は円盤部⁵と比べ低く ($N_{\text{HI}} < 10^{19} \text{ cm}^{-2}$)、観測的な直接検出が課題であった。しかし近年の観測装置の性能向上により、高感度の HI ガス観測が可能となり、CGM の淡い HI ガス ($N_{\text{HI}} \sim 10^{18} \text{ cm}^{-2}$) が検出され始めてきた (Wolfe et al., 2013; Pisano, 2014)。このデータをもとに渦巻銀河へのガスの流入の議論が行われつつある。

⁴現在科学運用されている望遠鏡としては、電波単一鏡では Green Bank Telescope や Arecibo 天文台、干渉計では Very Large Array (VLA) などがある。

⁵渦巻銀河円盤部の HI ガス柱密度は $N_{\text{HI}} \sim 10^{20-21} \text{ cm}^{-2}$ 程度。

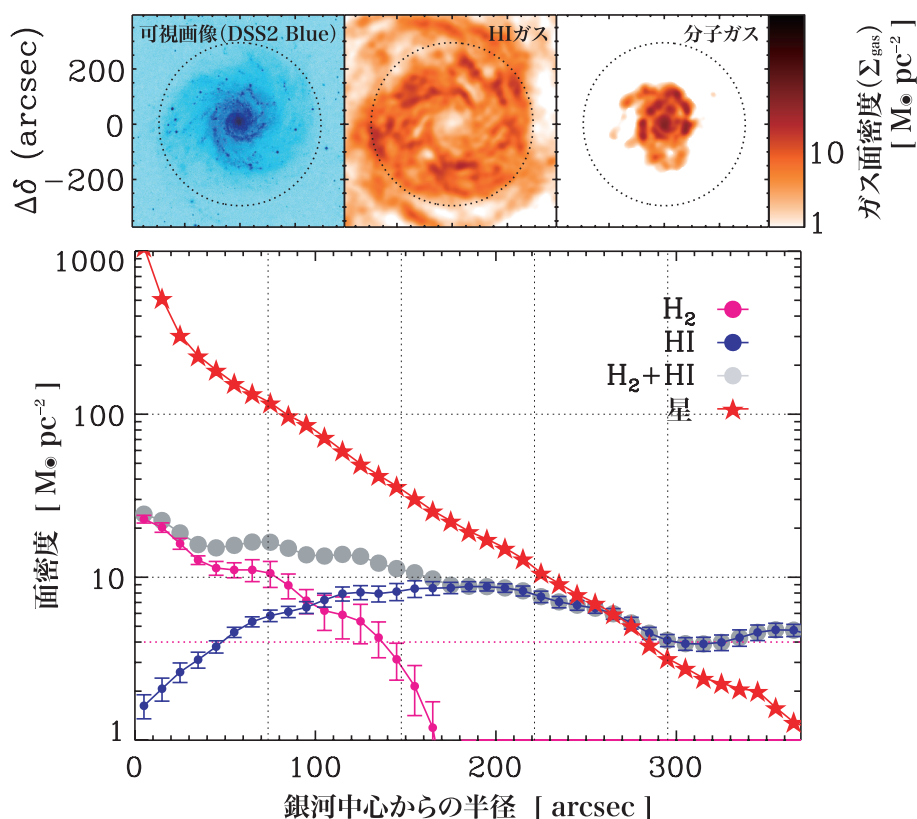


図 4.2: NGC 628 の HI ガス、分子ガス、星の画像と銀河中心からの動径分布 (Leroy et al. 2008 を修正し転載; 可視画像は Space Telescope Science Institute より)。物理的なスケールとして、 $1''$ は約 35 pc に相当する。

3つ目の特徴は、HI ガスの面密度 ($\Sigma_{\text{HI}} [M_{\odot} \text{pc}^{-2}]$) が渦巻銀河の外側で比較的一定になることである。銀河中心から各半径における Σ_{HI} は、中心で低く (特徴 1)、半径が大きくなるにつれて急に高くなり、ある半径でピーク ($\Sigma_{\text{HI}}^{\text{max}}$) となる。その半径より外側では、 Σ_{HI} の動径分布は比較的平坦になる (e.g., Leroy et al., 2008; Bigiel & Blitz, 2012, 図 4.2 下参照)。 $\Sigma_{\text{HI}}^{\text{max}}$ は高くとも $\sim 10 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ 程度までしかあがらない。それは、 $\Sigma_{\text{HI}} > 10 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ ではほとんどの水素原子は水素分子に遷移してしまうためである (§4.3.1 参照)。

HI ガス質量

21 cm で観測される HI ガスは光学的に薄く、次の関係式を用いて視線方向の輝線強度 ($I_{\text{HI}} [\text{K km s}^{-1}]$) から柱密度 N_{HI} を求めることができる。

$$N_{\text{HI}} [\text{cm}^{-2}] = 1.823 \times 10^{18} I_{\text{HI}} [\text{K km s}^{-1}] \quad (4.3)$$

また、得られた柱密度を銀河の全領域で積分すると、銀河における HI ガスの総質量を求めることができる。観測データをもとに見積もられた渦巻銀河における HI ガスの総質量は、 $M_{\text{HI}} \sim 10^8\text{--}10^{10} M_{\odot}$ 程度となる (e.g., Walter et al., 2008)。なかでも $M_{\text{HI}} \sim 10^{10} M_{\odot}$ 近い値を示す渦巻銀河は衝突して

いる銀河であり、銀河同士の衝突や相互作用によって多くの星間物質がもたらされた結果であると考えられている。

このように見積もられた渦巻銀河の HI ガスの総質量と円盤部の大きさには相関が見られることが知られている。§4.3.2 に記したように、渦巻銀河では Σ_{HI} が外側の半径でほぼ一定となる。そこで銀河全面にわたり Σ_{HI} が一定であると見なすと、渦巻銀河の HI ガス総質量は銀河の面積にほぼ比例することになる。実際に、HI ガスの総質量が主に星円盤の半径に依存していることが示唆されている (e.g., Bigiel & Blitz, 2012)。

力学情報

HI ガスは渦巻銀河内の広域に分布しているため、その運動情報から銀河の質量分布を求めることができる。図 4.3 には様々な渦巻銀河における HI ガスの回転速度が距離の関数（回転曲線）として示されている。回転速度の大きさは平均的に $150 - 300 \text{ km s}^{-1}$ と銀河によって異なるが、基本的には回転曲線は中心から外側にいくほど速くなり、ある半径でほぼ一定 (v_{max}) に達するという平坦な分布を示す (e.g., Rubin et al., 1980, 1985; Bosma, 1981; Sancisi & van Albada, 1987a,b)。ここで HI ガスは銀河内を回転曲線に従う円運動を行なうと仮定する。この時、銀河の質量分布に回転対称性があると仮定し、半径 r 以内に含まれる質量を $M(r)$ 、 r での回転速度を $v(r)$ とすると、重力と遠心力のつり合いから

$$\frac{v(r)^2}{r} = G \frac{M(r)}{r^2} \quad (4.4)$$

のように書くことができる。この式を変形すると

$$M(r) = \frac{rv(r)^2}{G} \quad (4.5)$$

となり、回転曲線から質量分布 $M(r)$ を求めることができる。このように回転曲線から見積もった質量を力学質量と呼ぶ。

前述のように回転曲線は一般に半径に対してほぼ一定値をとることから、力学質量 $M(r)$ は半径に比例して増加することがわかる。また、回転速度が大きい銀河ほど総質量が大きくなることもわかる。一方で、可視光や電波などの電磁波で観測される星やガス (HI、分子) などの物質 (バリオン) は銀河の外側にいくほど観測されにくい。これはバリオンの存在量が銀河の外側では少ないことを意味している。渦巻銀河の回転曲線から予想される力学質量と、観測から期待されるバリオン質量の不一致は、銀河の外側には観測されている物質以外に「見えない物質」が大量に存在していることを示唆している。この見えない物質をダークマターと呼ぶ。この、渦巻銀河の外側で見られる光学質量と力学質量の違いは銀河にダークマターが存在している一つの証拠となっている。

タリー-フィッシャー関係

渦巻銀河の回転速度と真の明るさの間には“タリー-フィッシャー関係 (TF 関係)”と呼ばれる経験則がある (Tully & Fisher, 1977)。渦巻銀河の光度を L とすると、光度と回転速度 (v_{max}) の間には、 $L \propto v_{\text{max}}^\alpha$ ($\alpha \approx 4$) という関係が成り立ち、銀河における星成分とダークマター成分との関係を示す重要なスケリング則である。銀河の光度は銀河を構成する物質 (主に星) の質量に比例するため、TF 関係は銀河の星質量と回転速度の関係としても表すことができる。

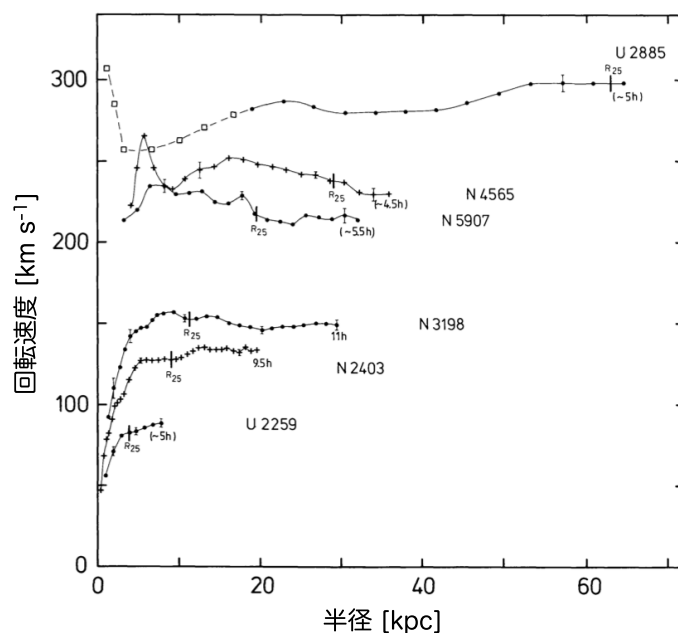


図 4.3: 様々な渦巻銀河の回転曲線 (Sancisi & van Albada 1987a を修正し転載)。400 km s⁻¹ を越える速い回転速度をもつ銀河は少ない。

TF 関係は星質量が低い側において分散が大きくなることが知られている。これは、星質量が小さい渦巻銀河では星質量に対するガス質量の割合が無視できなくなるためである。そこで、星質量に加えガス質量も加えたバリオンの総質量 ($M_{\text{バリオン}} = M_{\text{星}} + M_{\text{ガス}}$) を用いることで、回転速度との相関が強くなる (分散が小さくなる) ことが示唆された (e.g., Bell & de Jong, 2001)。この関係をバリオン-タリー-フィッシャー関係 (BTF 関係) という。観測的には、近年行われている渦巻銀河のガス観測のサーベイデータを用い、BTF 関係の検証が行われている (e.g., McGaugh, 2012)。

TF 関係は渦巻銀河の距離を測定する指標としても使われている。TF 関係と HI 観測によって得られる銀河の回転速度から、銀河の真の明るさを見積ることができる。一方、観測される銀河の明るさは距離に依存して変化する。そこで、銀河の真の明るさと観測される銀河の明るさの差を用いると、渦巻銀河までの距離を評価することができる。これまでは、HI 観測、星の分光観測それぞれで得られる TF 関係から、渦巻銀河までの距離が調べられてきた。近年、特に BTF 関係を用いることで高精度で距離決定ができることがわかってきた (e.g., Bell & de Jong, 2001)。しかし、観測的な星質量やガス質量の導出にはまだ多くの課題があり、その分、銀河までの距離決定にも不定性が生じうることに注意が必要である (e.g., Zaritsky et al., 2014)。

4.3.3 早期型銀河の HI ガス

早期型銀河 (楕円銀河・レンズ銀河) に関する従来の描像としては、バルジが卓越し (高いバルジ-ディスク比)、一様に古い星から構成されている、というものである。しかし、バルジ-ディスク比が Sc 型渦巻銀河と同程度のもなど (Spitzer & Baade, 1951; Sandage et al., 1970; van den Bergh, 1976)、早期型銀河にも形状の多様性があることが知られている。また、大半の早期型銀河は、現在の星形成活動がほとんどないことが観測的に示されている (e.g., Gonzalez, 1993; Trager et al., 2000;

Yi et al., 2005; Kaviraj et al., 2007; Thomas et al., 2010)。早期型銀河の運動状態や、構成している星に関しては、面分光観測により以下のようなことが明らかとなった；多くの早期型銀河は回転しており、運動学的に冷たい系で (Krajinovic et al., 2008)、回転している成分を構成している星はバルジよりも若く、metal-rich である (Kuntschner et al., 2010)。

ATLAS^{3D} は、260 個の (morphologically-selected な) 早期型銀河に対する多波長でのサーベイ観測プロジェクトであり⁶、上述の特徴を統計的に検証した。その結果、サンプルの 80 % が軸対称な系で、fast rotating stellar system であること (Krajinovic et al., 2011; Emsellem et al., 2011)、大半が渦巻銀河から渦をとったような系であること (Cappellari et al., 2011) が示された。また、多くの早期型銀河の星円盤はガスの冷却によって形成された、ということを示唆する結果が報告されており (Khochfar et al., 2011)、早期型銀河におけるガスの性質を理解することは、これらの銀河の構造の起源や、星形成史を知る上で、非常に重要である。

早期型銀河の H I 観測

単一鏡観測

早期型銀河に対する単一鏡での H I 観測は 1960 年代から活発に行われている。単一鏡観測の空間分解能は干渉計観測に比べてよくないが、干渉計にある missing flux (大きな空間スケールの構造に対する感度がないこと) の問題がないので、銀河全体での情報 (H I 総質量、H I スペクトルの線幅) を得るのに適している。1960 年代の観測では、早期型銀河の H I ガス質量 (M_{HI}) と B バンド光度 (L_B) の比 (M_{HI}/L_B) は、渦巻銀河よりも低いことが明らかになった (e.g., Gouguenheim et al., 1969)。その後、数 100 のサンプルに対して、典型的に H I 質量 $M_{\text{HI}} \sim (2-3) \times 10^8 M_{\odot}$ まで検出できるサーベイ観測が行われ、その結果、 ~ 150 個の楕円銀河のうち 15%、 ~ 300 個のレンズ銀河のうち 25% から H I 輝線が検出された (Knapp et al., 1985; Wardle & Knapp, 1986)。またこれらの研究によれば、渦巻銀河で見られる $M_{\text{HI}} - L_B$ の相関関係は早期型銀河では見られず、これらの銀河の H I ガスは銀河の外から来たものではないかと考えられている。

2000 年に入ると、H I での大規模な無バイアスな銀河サーベイの HIPASS (Barnes et al., 2001) や ALFALFA (Giovanelli et al., 2005) により、多くの早期型銀河から H I 輝線が検出された。特に ALFALFA の感度は $M_{\text{HI}} < 10^8 M_{\odot}$ で、H I 輝線の検出率は、銀河の環境に強く依存することが示された；乙女座銀河団に所属する早期型銀河からは数% (di Serego et al., 2007)、乙女座銀河団外の早期型銀河からは 40% から H I 輝線が検出された (Grossi et al., 2009)。この結果は、H I ガスは銀河団内部では容易にはぎとられる、という過去の研究 (e.g., Giovanelli & Haynes, 1983) や、最近でも星形成をしているような早期型銀河は、銀河の密度が低い環境下にいる、という観測事実 (Thomas et al., 2010) とよく合う。

干渉計観測

1980 年代には、干渉計を使った高分解能の観測により、早期型銀河における H I ガスの分布や運動が詳細に研究され始めた。早期型銀河の H I ガスの分布に関しては、数 10 kpc まで広がった低柱密度な円盤やリング構造や、ガス降着、はぎとり、銀河相互作用・合体を経験した(ている)かのような無秩序な構造など、非常に多岐に渡ることが明らかになった (レビューとしては van Gorkom

⁶<http://www-astro.physics.ox.ac.uk/atlas3d/>

& Schiminovich, 1997; Hibbard et al., 2001)。また、これらの結果は、早期型銀河の質量獲得史を知る上で、HI ガスが有力なトレーサーであることを示している。

Morganti et al. (2006) と Oosterloo et al. (2010) は、SAURON サンプル⁷に含まれる早期型銀河を、典型的に $M_{\text{HI}} \sim (2-3) \times 10^6 M_{\odot}$ まで検出できる感度で観測し、環境効果、HI ガス分布、その運動状態を詳細に調べた。その結果、乙女座銀河団に所属する/しない早期型銀河からは 10%、2/3 の検出率で HI 輝線を検出した。HI 輝線が検出された銀河のうち、半数は円盤・リング構造を持ち、それらは 1 ~ 数 10 kpc の広がりを持つことが明らかになった。また、1) 安定した HI の構造を持つすべての早期型銀河は、1 有効半径 (R_e) 内に電離ガスが存在し、HI ガスと電離ガスは同じ運動をしていることや、2) $1R_e$ 以内に HI ガスが存在するすべての早期型銀河は、一酸化炭素分子 (CO) 輝線と電波連続波が検出されていることなど、最近の星形成を示唆する結果が得られている。

ATLAS^{3D} サンプルに対する HI サーベイ

4.3.3 章の冒頭で紹介したように、ATLAS^{3D} は早期型銀河に特化した、大規模な多波長サーベイである。このサーベイは、42 Mpc 以内に存在する、 $M_K = -21.5$ よりも明るい、260 個の早期型銀河が対象となっており、そのうち、HI が観測されたのは、Westerbork Synthesis Radio Telescope (WSRT) で観測可能な銀河 170 天体である (Serra et al., 2012)。その結果、 $5 \times 10^6 - 5 \times 10^7 M_{\odot}$ の感度を達成し、53 天体から HI 輝線を検出した。これらの銀河の解析から、主に以下の 5 点を明らかにした。

- (i) **HI 形態** リング・円盤などの構造 (HI 輝線が検出された 53 天体のうち ~ 64 %) や、潮汐力、もしくはガス降着による tail 構造を含む無秩序な構造 (~ 26 %)、また銀河全体に散らばったクラウド構造 (~ 9 %) など多岐にわたる。リング・円盤構造を持つ早期型銀河を、その広がり的大小で 2 つに分けると (境界半径: $3.5 \times R_e$)、以下のような違いがある; 大きい HI 円盤 (数 10 kpc) は、 $M_{\text{HI}} \sim 5 \times 10^9 M_{\odot}$ で、半数は星成分とは異なる運動をしており、小さな HI 円盤は、 $M_{\text{HI}} < 10^8 M_{\odot}$ で、星成分と同じ運動をしている。
- (ii) **星形成** $\sim 1R_e$ 以内に HI ガスが存在する銀河のうち 70 % は、星形成をしており (銀河の中心領域は分子ガスが支配的)、 $\sim 1R_e$ 以内に HI ガスが存在しない銀河と比べて、その発生頻度は 5 倍である。また、小さな HI 円盤がある銀河の HI ガスから H_2 ガスへの変換効率は、渦巻銀河と同程度である。
- (iii) **HI 質量関数** Schechter 関数でフィットすると、折れ曲がりが起こる質量は $M^* \sim 2 \times 10^9 M_{\odot}$ 、低質量側の傾きは $\alpha \sim -0.7$ である⁸。
- (iv) **渦巻銀河との比較** 全体的に渦巻銀河と比べると早期型銀河の HI 質量は小さいが、中には渦巻銀河と同程度の HI 質量を持つような早期型銀河もいる。渦巻銀河の明るい星円盤で見られるような HI 柱密度の高い成分は、早期型銀河にはない。
- (v) **環境効果** 乙女座銀河団に所属する早期型銀河のうち ~ 10 %、所属しない早期型銀河のうち ~ 40 % から輝線を検出し、銀河団に所属しない早期型銀河には HI ガスが存在する一般性

⁷SAURON(Spectroscopic Areal Unit for Research on Optical Nebulae) は、William Herschel Telescope の面分光装置であると同時に、楕円銀河・レンズ銀河・渦巻銀河のバルジの形成と進化を理解することを目的としたサイエンスプロジェクト (Bacon et al., 2001)。

⁸HI で観測されるすべての銀河の種族が単一の Schechter 関数でフィットできるわけではない。

を示した。周囲の銀河の密度が高いほど、 M_{HI} 、 M_{HI}/L_K 比は連続的に小さくなり、最もガスリッチな早期型銀河は周囲の銀河密度が最も低いような環境に存在する。そのような環境下では、星形成の兆候が見られる割合が高い。乙女座銀河団の中心に存在する早期型銀河の HI ガス質量は最も少ない。一方、銀河団の外側に存在する早期型銀河は、多くの HI ガスを含んでおり、少なくとも、それらの一部は、最近銀河団に落ちてきたと考えられる。HI の形態と銀河密度の間には関係があり、銀河密度が低い環境には、大きな円盤・リングを持つものが多く、乱れた HI 形態を持つ銀河は rich group の典型的な銀河密度環境下に多く存在する。このことは、早期型銀河の進化には、銀河-銀河団スケールで起こるプロセスが重要であることを示唆している。

4.3.4 矮小銀河の HI ガス

矮小銀河は低質量ダークハロー (DH) に付随していると考えられており、 Λ CDM モデルにおいては、このような低質量な DH から初代星が生まれてきたと考えられている (Yoshida et al., 2006, 2008)。ガスリッチ、低質量、低金属量、低表面輝度な天体である矮小銀河の星形成の理解は、宇宙初期の星形成の理解にも繋がる重要なステップである。また、矮小銀河は大きな銀河の building block であると考えられており、銀河進化の解明のためにも、矮小銀河の性質を明らかにすることは極めて重要な課題である。大規模な銀河サーベイは、主に可視光や近赤外線で行われているが、これらのサーベイでは比較的明るく星質量が大きい天体に偏りがちである。一方近年の大規模・高感度な HI サーベイにより、多くのガスリッチな矮小銀河が見つかった。以下では、矮小銀河に特化した HI サーベイについて紹介する。

矮小銀河に対する HI サーベイ

過去数 10 年は、主に、HI 質量が $10^8 M_{\odot}$ よりも大きい矮小銀河の運動や星種族が詳細に調べられてきた。例えば、大規模な無バイアス銀河 HI サーベイ、ALFALFA (Giovanelli et al., 2005) により、HI 質量の小さな銀河 ($< 10^8 M_{\odot}$) が数百個観測され、低質量側までを含む、統計的に信頼できる HI の質量関数が初めて示された (Martin et al., 2010)。以下では、中でも質量の小さい矮小銀河に対する代表的な 4 つのサーベイ (FIGGS、LITTLE THINGS、VLA-ANGST、SHIELD) の紹介を行う。

FIGGS (Begum et al., 2008)、LITTLE THINGS (Hunter et al., 2012)、VLA-ANGST (Ott et al., 2012) は、比較的質量の低い矮小銀河を対象としており、それぞれのサーベイのサンプルの HI 質量の中央値は、それぞれ $8.5 \times 10^7 M_{\odot}$ 、 $2.7 \times 10^7 M_{\odot}$ 、 $2.3 \times 10^7 M_{\odot}$ である。SHIELD (Cannon et al., 2011) は特に質量が小さいサンプルを対象としており、HI 質量が $10^6 - 10^7 M_{\odot}$ の銀河サーベイである。なお、前述した 3 つのサーベイにも、 $10^7 M_{\odot}$ より低い HI 質量の銀河が合計 21 個含まれている (4 個、LITTLE THINGS; 8 個、FIGGS、9 個、VLA-ANGST)。上述したサーベイにおけるサイエンステーマは、主に以下の 4 点である。

(i) ガスリッチな矮小銀河の存在 (SHIELD)

質量の小さな系は、以下の 4 つの理由からガスが少なくなると予想されている。

1) 動圧 (**ram pressure**) によるはぎ取り。矮小銀河が、大きな銀河や銀河団のビリアル半径内にいれば、それらのコロナルガスによって、星間物質 (interstellar medium : ISM) がはぎ取られてしまう (e.g., Lewis et al., 2002; Grebel et al., 2003)。

2) 星形成による銀河風でのガスの喪失。数値シミュレーションによれば、HI 質量が $10^7 M_{\odot}$ よりも小さい場合、爆発的星形成に起因する強い銀河風 (galactic superwind) によって質量損失されやすいことが予想されており (e.g., Mac Low & Ferrara, 1999; Ferrara & Tolstoy, 2000)、このシナリオを支持する観測結果も存在する (e.g., Martin et al., 2002; Ott et al., 2005)。

3) 銀河外からの UV 輻射による降着ガス、ガス冷却の抑制。halo 質量が小さいほど、銀河外からの UV 輻射の影響を受けやすい (Rees, 1986; Babul & Rees, 1992; Benson et al., 2002; Hoefft et al., 2006)。

4) **hot intergalactic medium (IGM)** によるガスの蒸発。Hubble 時間以内に、小さく、シールドされていない cold gas は、hot IGM により蒸発されてしまう (Benson et al., 2002)。上記4点から、質量が小さな系はガスが少なくなると予想されているのにも関わらず、観測では多くのガスリッチな矮小銀河が見つかっている。中には HI 質量が $\sim 10^5 M_{\odot}$ の銀河も報告されている (Leo T: Irwin et al., 2007)。

ガスリッチな矮小銀河の性質の理解は、halo 質量の小さな系に働く上述のガス欠乏メカニズムの制限に繋がる。また、低質量矮小銀河の観測は、天の川銀河における極めて低質量な伴銀河 (e.g., Willman 1, HI 質量 $\sim 5 \times 10^5 M_{\odot}$, Willman et al., 2005; Martin et al., 2007) と、研究の進んでいる質量の大きな矮小銀河の間にある観測のギャップを埋めることができる。なおこの範囲は、バリオン含有量が宇宙の平均値 (0.16) から < 0.01 になる halo の質量範囲を含んでいる (Hoefft et al., 2006; McGaugh et al., 2010)。

(ii) 極端な環境下でのクラウド・星形成 (VLA-ANGST, LITTLE THINGS, FIGGS)

渦巻銀河における渦状腕上や、銀河の合体衝突では、ガスが圧縮され星形成が誘発されるが、そのような外からの摂動がない場所での星形成を調べる上で、gas-rich な矮小銀河は最適な研究対象である。

(iii) 矮小銀河のタリー・フィッシャー、バリオン タリー・フィッシャー関係

矮小銀河は渦巻銀河の TF 関係に乗らないが、銀河の明るさの代わりに、バリオン質量を使った、BTF 関係には従うことが報告されている (McGaugh et al., 2000, 2005)。

(iv) ダークマター分布

階層的銀河形成の宇宙論的シミュレーションは、DH の中心部がカスプ状の密度プロファイルとなることを予言している (e.g., Navarro et al., 2004)。その予言を支持する観測がある一方で (e.g., van den Bosch & Swaters, 2001; de Blok et al., 2005)、矮小銀河において、DMH は密度一定の中心コアを持っているという観測結果も存在している (e.g., de Blok et al., 2003; Weldrake et al., 2003)。

一般に、観測から求める銀河におけるダークマターの分布には、星の質量-光度関係に起因する大きな不定性が残ってしまう。しかし矮小銀河は星からの寄与が少ないため、ガスの運動からダークマターの密度プロファイルを正確に調べることができる。故に、矮小銀河の HI サーベイは、ダークマター分布の普遍性について調べるのに適している。

4.3.5 様々な種族にまたがるサーベイ (銀河進化の統計的、統一的理解に向けて)

銀河進化を理解する上で、銀河の各種族ごとの詳細な性質を調べることも重要であるが、銀河全体としての性質を調べることも合わせて重要である。これまで、渦巻銀河 (4.3.2 章)・早期型 (4.3.3 章)・矮小銀河 (4.3.4 章) に対する HI 観測について個別に紹介してきたが、4.3.5 章前半では、 $z \sim 0$ における銀河の統計的性質を調べることに重きを置いた大規模なサーベイプロジェクトである GASS プロジェクトを紹介する。また、4.3.5 章の後半では、SKA のターゲットとなりうる中間赤方偏移帯 ($0.1 < z < 1.0$) の銀河に対する 2 つのサーベイ、BUDHIES、CHILES プロジェクトを紹介する。

GALEX Arcibo SDSS Survey (GASS)

Sloan Digital Sky Survey (SDSS, York et al., 2000) などの可視光での大規模な銀河サーベイにより、星質量 vs $u-r$ カラープロット上で、銀河は bimodal 分布することが明らかになった (e.g., Strateva et al., 2001); 青く、星を活発に形成している “blue cloud”、現在は星形成をしていないような “red sequence”、両者の境界質量は $\sim 3 \times 10^{10} M_{\odot}$ 。GALEX Arcibo SDSS Survey (GASS, Catinella et al., 2010) は、この二つの種族間を遷移しているような銀河 (“遷移銀河”、ガス降着している銀河/星形成が quench している銀河) を特定し、その割合を定量化することを主な目的としている。観測は、世界で最も大きい電波望遠鏡である、アレシボ観測所の 305 m 鏡を使い、2008 年 3 月から 2012 年 7 月の間に行われた。サンプル銀河は、SDSS で分光観測され、Galaxy Evolution Explorer (GALEX, Martin et al., 2005) で撮像されている銀河の中から抽出された。条件は、赤方偏移と星質量のみで、それぞれ $0.025 < z < 0.05$ 、 $10 < \log M_{\star}/M_{\odot} < 11.5$ である。星質量の範囲は、青い/赤い銀河間の遷移質量である $\sim 3 \times 10^{10} M_{\odot}$ を含むように選ばれている。観測は、HI 輝線が検出されるか、もしくは HI ガスの割合が 1.5 – 5 % に到達するまで行われる。

以下ではそれらの主な 7 つの結果を紹介する。

(i) HI ガスの割合 (Catinella et al., 2010, 2012a) HI ガスの割合 ($= M_{\text{HI}}/M_{\star}$) は、星質量 (M_{\star})、星質量の表面密度 (μ_{\star})、NUV- r カラーに反比例して減少するのに対し、バルジ-ディスク比 (\sim 中心集中度、 $C = R_{90}/R_{50}$ 、 R_{90} 、 R_{50} は r バンドの光の 90, 50 % を含んでる半径) にはほとんど依存しない。 M_{HI}/M_{\star} が高い銀河 (ガスリッチ) の割合は、 M_{\star} が大きくなるほど連続的に下がるのに対し、 μ_{\star} に対しては不連続に変化し、 $\mu_{\star} > 10^{8.5} M_{\odot} \text{ kpc}^{-2}$ で急激に下がる。

$M_{\text{HI}}/M_{\star}-\mu_{\star}-(\text{NUV}-r)$ の間にはスケーリング則が成り立ち、“遷移銀河” は、このスケーリング則から外れると考えられる。 M_{HI}/M_{\star} が 50% であるような早期型銀河 GASS 3505 (おそらく赤い種族から青い種族へ) や、2% 程度しかない円盤銀河 GASS 7050 (青い種族から赤い種族へ) は、このスケーリング則から外れたところに分布する。

(ii) 星形成効率 (Schiminovich et al., 2010) M_{\star} 、 μ_{\star} 、NUV- r 、 C に反比例する specific SFR (sSFR = SFR/M_{\star}) と違い、星形成効率 ($= \text{SFR}/M_{\text{HI}}$) の平均は全サンプルを通して、これらの量に対してほぼ一定の値を持つ ($\text{SFE} = 10^{-9.5} \text{ yr}^{-1}$ 、もしくはガス消費のタイムスケールでは 3 Gyr に相当)。このことは、ガス供給を制御する外部過程や星形成フィードバックが、比較的質量の大きな銀河における星形成の調整機構として重要であることを示唆している。しかし個々の銀河を見ると、平均よりも SFE が高い銀河と低い銀河が同じ割合ずつ存在しており、これらの銀河は、sSFR を近い将来に変化させる可能性を持つ “遷移銀河” の候補である。

(iii) 銀河円盤の “inside-out formation” (Wang et al., 2011) HI ガスが豊富な銀河とそうでない銀河を比較すると、HI ガスが豊富な銀河ほど、青く、より活発に星形成をしていることが明らかになった。また、HI ガスの割合が高い銀河ほど、銀河円盤の外側ほど青く、活発に星形成している。この結果は、円盤銀河は内側から形成されたという “inside-out” 成長シナリオを支持する。一方で、HI ガスの割合と、銀河の軸対称さの間に関係がないことは、ガスが銀河外縁部に滑らかに降着していきいていることを示唆している。

(iv) バリオン質量–速度–サイズ関係 (Catinella et al., 2012b) HI が検出されたかどうかに限らず、すべてのサンプルを使うと、バリオン フェーバー–ジャクソン (BFJ) 関係 (バリオンの質量と星の速度分散との関係) は、BTF 関係よりも分散が小さくなる。また、BFJ 関係は、BTF 関係で問題になる銀河の傾き (inclination) の影響は受けない。円盤が卓越したガスリッチ銀河は、回転楕円体 (楕円銀河や、バルジ) で定義される BFJ 関係から系統的にずれるが、星の速度分散を銀河の中心集中度を使って補正すると、同じ関係に乗る。また、この一般化された BFJ 関係は、銀河の形態、inclination、ガスの量に関係なく存在し、分散は 0.1 dex 以下である。円盤の速度-サイズ関係は、回転楕円体のものからはずれるが、上述の方法で星の速度分散を補正すると同じ関係上に乗る。

これらの結果は、銀河の global なダークマターとバリオン成分の間には基本的な関係があり、これは銀河の形態に関係なく存在していることを示している。

(v) 銀河外縁部での金属汚染 (Moran et al., 2012) GASS 銀河の平均的な金属量の動径分布は R_{90} まで平坦であるが、比較的質量が小さい ($\log(M_*) < 10.2$)、中心集中度が低い、星質量の表面密度が低い、銀河は半径が大きくなるほど金属量が下がる傾向が見られる。しかし、 R_{90} よりも外側では、サンプル銀河のうち 10% が急激に金属量が下がる。この金属量の降下の度合いは、銀河における HI ガスの割合と関係しており、HI ガスの割合が大きい銀河ほど、銀河の外側で金属量が急激に下がる。また、銀河外縁部で急激に金属量が下がる銀河は、活発に銀河円盤を形成しており、このような銀河は、星質量を 2 倍にするタイムスケールが一般的な GASS 銀河の 1/3 程度である。局所的な星質量密度と金属量は相関しており、これは、全サンプルで成り立つ。銀河外縁部における激しい星形成は、ガス降着、もしくは、星円盤よりも外側にあった低金属量なガスが動径方向に輸送される事によって引き起こされている可能性がある。

(vi) 異なる星質量ごとの HI 質量関数 (Lemonias et al., 2013) HI 質量関数は、宇宙論的シミュレーションに制限を与え、銀河における HI ガス量の観測的予想のテストに使うことができ、平均的な傾向からずれている銀河を特定することができる。

GASS サーベイの結果から求まる HI 質量関数は、Schechter 関数で表現できるような形をしている。近傍宇宙の HI 密度の 41% は質量の大きな銀河によることと、Schechter 関数のパラメータは星質量の違いではあまり変わらないことが明らかになった。HI ガスの割合が 1% 以上ある銀河の割合と星質量の間関係は、銀河形成・進化モデルに対する強い制限となる。Schechter 関数のパラメータは SFR に依存している。

(vii) 環境効果 (Catinella et al., 2013) 銀河群に典型的な、質量が $10^{13-14} M_{\odot}$ 程度ある halo 内に存在する銀河は、銀河の密度が低い環境下にいる同じ星質量の銀河に比べて、少なくとも 0.4 dex は HI が少ない。銀河群におけるガスの抑制に効く過程は、これらの系で観測される星形成の quenching を引き起こしていると考えられる。この結果は、銀河進化において銀河群という環境の

重要性を示しており、準解析的銀河形成モデルにおいて、銀河群での冷たいISMのはぎ取りを入れる必要性を示唆している。

中間赤方偏移 ($0.1 < z < 1.0$)

COSMOS HI Large Extragalactic Survey (CHILES, Fernández et al., 2013) と Blind, Ultra-Deep HI Environmental Survey (BUDHIES, Verheijen et al., 2007) は、積分時間が1000時間程度にも及ぶ観測をして、 $z \sim 0.2$ の銀河からHIを検出した。しかし今のところ、 $z = 0.2$ よりも遠方の銀河からのHI輝線の検出は、可視光の観測から求まっている位置と赤方偏移を使って、スタッキングすることで成功を取めている。下で、中間赤方偏移のHI観測に関する重要なものをいくつか挙げる。

(i) BUDHIES サーベイ (Verheijen et al., 2007) 性能向上した Westerbork の受信機システムを使い、BUDHIES は、 $z = 0.187$ の Abell 2192 (A 2192)、 $z = 0.206$ の Abell 963 (A 963) という2つの銀河団の観測を行った。A 963 は、質量が大きく、重力レンズ効果があり、X線でも明るい、Butcher–Oemler 銀河団で、特徴としては、他の銀河団と違って、銀河団の中心領域に存在する青い銀河の割合が極めて高い点が挙げられる。BUDHIES の主なサイエンスゴールの一つは、これらの中心領域の青い銀河と、銀河団の外側にいる、また、この銀河団の周辺の孤立した青い銀河の関係を、HIガス量という観点から明らかにすることである。一方で、A 2192 は低質量な銀河団で、A 963 の比較対象として観測される。

2つの銀河団で同じ質量感度 ($2 \times 10^9 M_{\odot}$) が達成できるように、A 2192 には 78×12 時間、A 963 には 117×12 時間かけてデータが取得された。その結果、合計39個の銀河からHI輝線が検出された。パイロットサーベイにおいて、A 963 中心領域の青い銀河からは、スタッキングをしてもHI輝線は検出されなかったが、似たような光度、カラーのfield銀河からはHIが検出された (Verheijen et al., 2007)。銀河団の内部や、外部の substructure の銀河におけるHIガス量も調べられている (Jaffé et al., 2013)。また、 $z \sim 0.2$ でのTF関係も調査されている。

(ii) CHILES サーベイ (Fernández et al., 2013) CHILES は現在も進められているVLAを使った1000時間のプログラムである。装置の性能向上により、 $z = 0-0.51$ に存在する銀河のHI輝線検出が可能となっている。これにより、これまでのHI観測が行われている銀河までのlook-back timeが二倍になる。このプログラムはVLAのB配列で、COSMOS領域の中心1点を観測する。CHILESによって、最も遠くの天の川銀河のような銀河や、 $4 \times 10^5 \text{ Mpc}^3$ の領域の300以上のHI-rich天体のHIガス分布が明らかにされると期待されている。この領域の、低・中間・高赤方偏移には宇宙の大規模構造が存在しており、COSMOS領域は多波長のデータが揃っているため、銀河の性質、環境、時間の関数として銀河進化を調べることができる。CHILESは、宇宙の星形成率密度が低下している時代の、銀河におけるHIガス量、その進化、形態を調べることができる最初のサーベイである。

初期フェーズ50時間の観測で、 $34' \times 34'$ の領域の $z = 0-0.193$ に存在する銀河のうち、33天体からHI輝線を検出した。そのうち、3天体はこれまで分光による赤方偏移の情報がない天体であった。33天体のうち、最も遠い銀河は $z = 0.176$ で、HI質量は $8 \times 10^9 M_{\odot}$ である。 $z = 0.12-0.13$ 間に存在する“wall”に存在する80個の銀河のスペクトルをスタッキングしたところ、 $1.8 \times 10^9 M_{\odot}$ に相当するHI輝線が検出された。初期成果は Fernández et al. (2013) にまとめられている。

その後、2020年3月現在で Epoch 1(観測時間 178 時間)の成果が報告されている。主なものとして以下の2つを挙げておく。

1. $z = 0.376$ の LIRG からの HI 輝線検出。現時点での最高赤方偏移記録である。HI 輝線での形態は非軸対象、かつ可視光で見える銀河の範囲よりも外側に伸びていることから、相互作用しているものと考えられる (Fernández et al., 2016)。
2. 16 天体 (うち 14 銀河が $0.108 \leq z \leq 0.127$, 2 銀河が $0.162 \leq z \leq 0.183$) から HI 輝線を検出。その性質については $z \sim 0$ の銀河との大きな違いは見られなかった (Hess et al., 2019)。

(iii) スタッキングによる結果 上述したサーベイなどにより、 $z \sim 0.1$ より遠方の個々の銀河から HI 輝線が検出され始めているが、幅広い宇宙年齢における銀河の HI ガスの量は、スタッキング解析によって明かになることが予想される。今やスタッキングは、一つのサーベイにおいて、個々の天体からは信号が検出されなかったような種族の統計的な性質に制限を加える一般的な手段となった。そして HI データを含め、様々な天文データに適用されてきた。この手法を適用するためには、独立な方法で銀河の座標と赤方偏移を調べる必要がある。例えば、可視光サーベイで見つかった、赤方偏移も既知の銀河の HI データをスタッキングする場合、HI の cube データの中から、該当する場所のデータを抽出し、天体の赤方偏移に応じて周波数軸をずらして、一般的には適切に重みを付けて足し合わせられる。足し合わせるデータの数 N に応じて、雑音は理論上は $1/\sqrt{N}$ で下がるので、個々の天体からは検出できない微弱な HI 輝線の検出を可能にする。

星形成率密度が低下してきている中間赤方偏移帯における、HI の cosmic density, Ω_{HI} を決定することは極めて重要である。Lah et al. (2007) は、Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT) を使い、 $z \sim 0.24$ の星形成銀河の HI 量を、Rhee et al. (2013) は WSRT を使い、 $z \sim 0.1$ と $z \sim 0.2$ の銀河の HI 量を調べた。スタッキング解析の結果、彼らは look-back time が 2 – 4 Gyr における Ω_{HI} に制限を加えることに成功した。これらの研究は遠方の Damped Ly α 天体に対する HI の吸収線観測と、近傍銀河に対する HI での無バイアスサーベイの橋渡しをする重要な研究である。

銀河環境や時間の関数として、ガス、星形成、その他の銀河の性質の間の関係を調べる上で、スタッキングは非常に強力な手法である。可視光データから抽出された、およそ 5000 個の ALFALFA 銀河のスタッキング解析により、ガスの割合と銀河の構造や星形成の性質を結びつけるスケーリング則 (Fabello et al., 2011) や、銀河内のガスに与える環境効果 (Fabello et al., 2012) が明らかになった。環境効果に関しては、 $z \sim 0.2$ (Verheijen et al., 2007) や $z = 0.37$ (Lah et al., 2009) でも調べられている。

4.3.6 高赤方偏移へ: 水素原子吸収線系による銀河進化の解明

銀河の宇宙における分布は、大規模構造という宇宙最大の構造を形作っており、銀河の形成・進化は、宇宙構造形成の根本的な問題である。しかしながら、観測的に遠方(高赤方偏移)の銀河を観測することは、常に、明るいのしか見えない(サンプルが明るいものに偏る)という問題がある。つまり、星がまだあまり形成されていない、まだ星の材料である星間ガスが豊富な「原始的な銀河」は、暗すぎてサンプルから漏れる。星間ガスが豊富な銀河を探索する方法として現在世界的に行われているのが、クエーサーを背景光にしてその視線方向にある水素ライマンアルファ(Ly α)吸収線系を探索する方法である。特に、中性水素(H I)の柱密度が $N_{\text{HI}} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ 以上のものは Damped Ly α cloud (DLA) と呼ばれ、大銀河の祖先であると思われており、実際に、

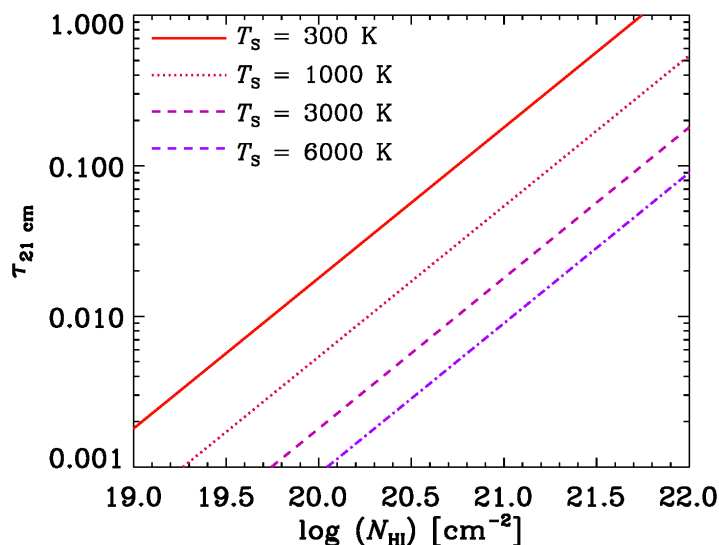


図 4.4: 21 cm 線の光学的厚さ。スピン温度 300, 1000, 3000, 6000 K の場合を実線、点線、破線、鎖線で示す。HI の速度分散は 10 km s^{-1} に固定した。 $\tau_{21 \text{ cm}} \ll 1$ の時は、 $\tau_{21 \text{ cm}}$ がすなわち連続光に対するラインの深さの比になる。

ガスの多い、進化の進んでいない（低金属量の）系が特に $z \gtrsim 2$ で多く検出されている (Ledoux et al., 2003)。 $\text{Ly}\alpha$ は赤方偏移 $z \gtrsim 1.7$ で地上から観測が可能である為に、DLA は $z \gtrsim 2$ でサンプルが多く存在する。ここでは特に DLA のように N_{HI} が大きい物を対象とする。

$\text{Ly}\alpha$ と同様、中性水素のトレーサーとしてよく使われるのが波長 21 cm の hyper-fine structure line である。21 cm 線に関しても、 $\text{Ly}\alpha$ 線と同様、クエーサー連続光を背景とした吸収線によって高赤方偏移のガス雲を検出できる事が期待される。特に、21 cm 線の励起エネルギーはガスの典型的な力学温度より遥かに低いので、誘導放射の効果により、光学的厚さ $\tau_{21 \text{ cm}}$ が次のようにガスのスピン温度 T_s に依存する (Furlanetto et al., 2006):

$$\tau_{21 \text{ cm}} \simeq 0.054 \left(\frac{T_s}{10^3 \text{ K}} \right)^{-1} \left(\frac{\Delta v}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-1} \left(\frac{N_{\text{HI}}}{10^{21} \text{ cm}^{-2}} \right) \quad (4.6)$$

ここで、 Δv は線幅を HI の速度分散に換算したものである。一方、 $\text{Ly}\alpha$ 線の光学的厚さは、ガスの温度には依存せず、 N_{HI} で決まる。従って、 $\text{Ly}\alpha$ と 21 cm の両方が検出できれば、ガスの柱密度とスピン温度 (\simeq 力学温度) の両方が判る。これらの量の関係を図 4.4 に示す ($\Delta v = 10 \text{ km s}^{-1}$)。 $\tau_{21 \text{ cm}} \ll 1$ の時は、連続光に対するラインの深さの比は $\tau_{21 \text{ cm}}$ になる (Rybicki & Lightman, 1979)。スピン温度が 3000 K より高い場合、DLA の典型的な $N_{\text{HI}} \sim 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ で $\tau_{21 \text{ cm}} \lesssim 0.01$ となり、20 dB 以上の分光的ダイナミックレンジが必要である事が見て取れる。

高赤方偏移 21 cm 吸収線のサーベイには 2 つの方針が考えられる。一つは、既に $\text{Ly}\alpha$ 吸収線でサンプルされている、つまり既知の DLA を狙って行く方法、もう一つは新たに DLA とは独立な 21 cm 吸収線サンプルを取る方法である (クエーサー自体も電波連続光の検出に基づく、所謂 radio-selected のサンプルを用いる)。前者は既に判っているサンプルを対象にするので効率が良いが、可視光線で見えるクエーサーがサンプルとなるので、星間減光の低い、すなわちダストの少ない DLA にバイアスしている危険性が常にある。つまり、クエーサーの前面に柱密度の高いガス雲があると、クエーサー自体がダストによって減光される可能性が高くなるために、柱密度の高いガ

スサンプルから漏れてしまう (Vladilo & Péroux, 2005)。柱密度の高いガスの方が、これから激しい星形成をする可能性があり、宇宙で起こってきた星形成をトレースするには欠かせない天体であるため、このバイアスは致命的である。その点、radio-selected のクエーサーを使えば、ダスト減光のバイアスは避けられる。実際、これまでも radio-selected クエーサーを対象とした Ly α 吸収線の統計的研究がいくつか行われている (Akerman et al., 2005; Ellison et al., 2005)。その結果はサンプルがバイアスしていることを有意に示すものではなかったが、サンプル数はまだ十分ではなく、この問題が重要でないことを意味しない。特に、星間減光が重要な大きな N_{HI} を持つものは数が少ないので、サンプルの大きさが肝腎である。故に、大きなサンプルを取得する事は、SKA の重要な研究課題の一つであり、広い視野と高い感度を持つ SKA が得意とするところである。

電波サンプルが理想的とは言え、Ly α 吸収線で既にサンプルされている DLA を電波でフォローアップする研究も盛んに行われており、重要な結果が出ている (Srianand et al., 2012; Kanekar et al., 2014)。驚くべき事に、 $z \gtrsim 3$ の DLA の大部分 ($\sim 90\%$) は 21 cm 吸収線で検出されていない。これは、星間ガスのスピン温度が高い (1000 K 以上である) ためであると解釈されている (式 4.6 参照)。すなわち、星間ガスの大部分の体積は warm neutral medium (WNM) が占めており、100 K 程度の cold neutral medium (CNM) は体積を占める割合が小さいという解釈である。90% が未検出の現状では、定量的な議論、例えば、どれくらいの体積が CNM で占められており近傍銀河と比べてどうか等の議論には限界がある。SKA の高感度により、実際に小さな $\tau_{21\text{ cm}}$ の吸収線系を検出し、スピン温度の上限ではなく測定値を得る必要がある。これも SKA の重要な課題の一つである。

前段落で挙げた DLA を 21 cm 線でフォローアップした観測 (Srianand et al., 2012; Kanekar et al., 2014) では、スピン温度と重元素率との間に負の相関がある事が示された。これは、恐らく星間ガスの冷却率が重元素率が大きくなるに従って大きくなるためであろう。また、水素分子 (H_2) の柱密度と $\tau_{21\text{ cm}}$ の相関も議論されているが、どちらも検出が稀であるためにサンプルが少なく相関の有無の判定が難しい。水素分子の形成は、分子雲の形成や延いては星形成に繋がり、また、星間ガスの冷却率も冷たいガスを作る効率を通して星形成に繋がるために、上記の結果はいずれも銀河の星形成史解明のために重要である。SKA による大サンプルを効率よく理解するためには、事前に、水素分子形成やガス冷却の素過程の理論的理解を、中性水素の物理状態の進化と総合した形で進めておく事も望まれる。

4.4 銀河進化研究の現状 – 電波領域における多波長・他輝線による銀河の観測的研究 –

4.4.1 水素原子以外の電波輝線

水素原子 21 cm 線以外にも、SKA で観測可能な輝線・吸収線は多い。中でも特に銀河進化研究の観点から研究の進展が期待される輝線を表 4.1 にまとめる。以下では各項目について簡単な説明を行う。

H_2O メーカー

H_2O メーカーにより、AGN 環境 (降着円盤やジェット) を調べる事ができる。これまでに、 $z > 0.1$ での検出例は 2 例ある (Barvainis & Antonucci, 2005; Impellizzeri et al., 2008) (type 2 クエーサー、 $z = 0.66$ にある SDSS J08043+3607 と lensed type 1 クエーサー、 $z = 2.64$ にある MG J0414+0534)。

表 4.1: SKA で観測可能な H I 21 cm 以外の遷移線。

線	静止系波長 (GHz)	観測可能な赤方偏移 ^a	天体の種類
H ₂ O maser	22	> 1.2	AGN
NH ₃	23	> 1.4	ISM
CO	115	> 11	ISM (in GRB 連続光)

^a 遷移線が SKA で観測可能な周波数域 (< 10 GHz) に入る赤方偏移。感度は考慮していない。

後者は重力レンズの効果を受けているが、レンズの利点は検出が容易になることと、複数の像を比較する事で小角度の非等方性に制限がつくことである。レンズによる増光 (35 倍) を補正すると、後者の天体のフラックス密度は 0.1 mJy のオーダーである。これでも近傍で既に知られている最も明るいメーザーに比べて 2 倍明るいので、0.01 mJy のオーダーの感度が出ればなお良い。SKA レベルの高感度が必要である。

NH₃ 線

NH₃ の様々な (J, K) 励起状態を観測する事により、励起温度を通して星間ガスの温度を見積る事ができる。同時に、NH₃ の柱密度も得る事が出来、星間化学反応の検証をする事もできる。近傍銀河 NGC 253 ($D = 3.2$ Mpc) では、NH₃ 輝線のピークフラックス密度は 0.05 Jy 程度である (Takano et al., 2005)。例えば、NGC 253 を $z = 1$ ($d_L = 6.7$ Gpc) に置くと、ピークフラックス密度は 11 nJy である。これは非常に弱いので、輝線を観測するよりはむしろ、強い連続光を背景にして吸収線で観測した方が良いかもしれない。 $z = 0.9$ の重力レンズクエーサー PKS1830-211 では、NH₃ 吸収線を (J, K) = (1, 1) から (10, 10) まで検出し、最大で連続光の 2.5% 程度の吸収が見られた。

CO 吸収線

分子ガスのトレーサーとしてよく使われる CO($J = 1 - 0$) 線は、SKA のカバーする波長域からは遠いが、高赤方偏移で起るガンマ線バースト (GRB) 等の電波で明るい連続光を背景にした吸収線でなら、高赤方偏移の分子雲を検出するために用いる事が可能である (Inoue et al., 2007)。実際、すでに $z = 6.3$ や 8.3 の GRB 電波残光は検出されており、高赤方偏移の分子ガストレーサーとして GRB CO 吸収線は有望である (Frail et al., 2006; Chandra et al., 2010)。星間化学反応等を取り入れた理論計算との比較により、宇宙初期の星間ガスの物理状態や重元素率のトレーサーとして用いる事が期待される。連続光のみでなく CO 吸収線をも捉えるのに、SKA の感度が必須である。10 GHz 帯の電波残光は 10 日後くらいまで徐々に明るくなり続ける (Inoue et al., 2007) ので、数日の時間スケールで Time of Opportunity (ToO) 観測を許すような観測態勢が望まれる。

4.4.2 電波連続波で探査する銀河進化史

銀河からの電波連続波放射は、主に星形成領域 (H II 領域) からの熱放射 (free-free 放射) と超新星残骸起源の非熱的放射 (シンクロトロン放射) からなる。ここでは議論を簡単にするために、活動銀河核起源の電波放射は考えない。H II 領域も超新星残骸 (ここでは core-collapse supernovae のみを考える) も比較的寿命の短い大質量星に起因するので、銀河の最近の星形成活動を反映する。したがって、銀河の電波連続波光度は、星形成率のよい指標である (Condon, 1992)。すなわち、高赤方偏移の銀河まで電波連続波で検出できれば、宇宙のどの時期にどれくらい星が作られてきたか (宇宙の星形成史) を明らかにできる。

電波連続光の光度は、他の良い星形成活動の指標である遠赤外線光度と非常に良い相関がある事が知られている (Condon, 1992; Yun et al., 2001)。これまでは VLA などの観測機器を用いて 1.4 GHz 帯での電波光度と遠赤外線の相関について研究が行われていたが、近年では The LOw-Frequency ARray (LOFAR) や Murchison Widefield Array (MWA) といった SKA-low の先行機を用いることによって ~ 100 MHz においても遠赤外線光度と良い相関を持つことが明らかになった (e.g., Calistro-Rivera et al., 2017; Read et al., 2018) 少なくとも近傍銀河については相関は非常に良く、この相関が低周波数帯において単一べきを用いて周波数依存性をよく表せることが示されている。しかしながら、活動銀河核の活動が活発な Seyfert 銀河や LINER 銀河の場合は電波光度を用いた星形成率推定が過大評価となるが、現状では電波光度だけでこれらの銀河を特定する確立した手法が無く、今後赤外線の情報が得られていない銀河において電波光度から求められた星形成率の信頼性をどの程度保証できるかは大きな課題の 1 つである (Yoshida et al., 2020)。また、爆発的星形成を行っているような銀河では電子の数密度が非常に高く、数 100 MHz で自由自由吸収によるスペクトルの折り曲がりが生じるため注意が必要である (Schober et al., 2017; Galvin et al., 2018) 更に、銀河進化を通して、良い相関が常に成り立つのかも自明ではない。まず、遠赤外線光度は銀河のダストの量 (ダスト・ガス比等) による。したがって、電波・遠赤外線相関もダスト形成史に依って変化する可能性がある (Hirashita, 2013)。ダスト形成は、銀河の化学進化の時間スケールで起こる。一方、電波放射、特に SKA で観測されるバンドで卓越するシンクロトロン放射は、星間磁場の強度と、超新星残骸で加速された高エネルギー電子の寿命、および星間空間への拡散の程度に依存する (Murphy et al., 2006)。星間磁場の強度は、星間磁場増幅の時間スケールが関わり、高エネルギー電子の寿命は、高赤方偏移では宇宙背景放射の逆コンプトン散乱によりエネルギーを失う率が大きくなるので短くなる。つまり、電波・遠赤外線関係は、その関連する様々な時間スケールや赤方偏移依存性により、変化する事が期待される。ところが、現時点では、電波・遠赤外線相関は、中間的な赤方偏移 ($z \sim 2$) まで良く成り立っている事が分かってきている (e.g., Garrett, 2002; Gruppioni et al., 2003; Ibar et al., 2008; Murphy, 2009)。また、 $z \sim 5$ まで成り立っているという報告もある (Michałowski et al., 2010)。電波・遠赤外線相関の赤方偏移進化については様々な研究が行われているが、実際に進化しているかについては未だ議論が決着していない (e.g., Smith et al., 2014; Calistro-Rivera et al., 2017)。

これまでの中間・高赤方偏移での電波・遠赤外線相関の研究は、感度不足から、非常に明るい銀河に限られ、銀河進化の一般的描像を得るにはまだほど遠い。遠赤外線では宇宙望遠鏡 *Herschel* 等で最近着実に感度を伸ばし、中間赤方偏移までかなり銀河進化の描像は判ってきた (Rowlands et al., 2014)。更に、ALMA による高赤方偏移銀河からの遠赤外線放射の観測も今後進む事が期待される。その一方で、電波域の観測が相対的に立ち後れていると言える。Jansky Very Large Array (JVLA) などによる電波連続光の探査観測も計画されているが (Jarvis et al., 2014)、SKA などですらに「普通の」高赤方偏移銀河を観測していく事が、一般的な銀河進化の描像を得るためには、必

要不可欠である。

銀河の spectral energy distribution (SED) モデルにより、どれくらい遠方まで電波で星形成銀河が見えるかという予想は、いくつかなされている (Takeuchi et al., 2001)。SKA も含めた将来計画への予想の例を図 4.5 に示す。この図から、SKA は、既存の装置で最も感度の高い JVLA (図では EVLA) に比べても桁で検出限界を押し下げることが判る。また、ALMA で検出が可能な $10^{11} L_{\odot}$ 程度の遠赤外線光度を持つ銀河を、 $z \sim 8$ 程度まで検出できる事も見て取れる。更に、可視・近赤外線望遠鏡でサンプルされている高赤方偏移銀河の電波特性のフォローアップにも、SKA は向いている。

SKA が ALMA に対して有利な点は、広い視野である。ALMA はその視野の狭さから、一般にはサーベイ観測には向かない。電波で銀河の星形成活動をトレースする意義は、遠赤外線と同様、ダストによる減光が無視できる点にある。従って、サーベイ観測という観点からは、SKA は ALMA よりも遥かにダスト減光のバイアスのない星形成銀河サンプルを得るのに適した望遠鏡であると言える。

積分時間 t_{int} 、バンド幅 BW、実効的開口面積 A_{eff} 、システム温度 T_{sys} の時、理想的な rms ノイズレベルは下の様に評価されている (Murphy, 2009):

$$\left(\frac{\sigma_{\text{rms}}}{\text{nJy}} \right) \simeq 4 \left(\frac{\text{BW}}{\text{GHz}} \right)^{-1/2} \left(\frac{t_{\text{int}}}{300 \text{ h}} \right)^{-1/2} \left(\frac{A_{\text{eff}}/T_{\text{sys}}}{15000 \text{ m}^2 \text{ K}^{-1}} \right)^{-1} \quad (4.7)$$

ここで、 $A_{\text{eff}}/T_{\text{sys}} = 15000 \text{ m}^2 \text{ K}^{-1}$ と $\text{BW} = 1 \text{ GHz}$ は SKA2 で期待される値で、SKA1-MID では $A_{\text{eff}}/T_{\text{sys}} = 1630 \text{ m}^2 \text{ K}^{-1}$ 、 $\text{BW} = 770 \text{ MHz}$ である、SKA1-SURVEY では $A_{\text{eff}}/T_{\text{sys}} = 391 \text{ m}^2 \text{ K}^{-1}$ 、 $\text{BW} = 500 \text{ MHz}$ である。

4.5 国際 SKA のサイエンス

4.5.1 水素原子吸収線系で探る銀河進化

国際的にも、クエーサー電波連続光を背景にして、視線方向にある水素原子 21 cm 線吸収線を検出することにより、銀河進化を研究する手法は注目されている。吸収線は輝線に比べて、明るい背景光を利用できるという利点があるために、再電離期までの遠方 ($z \sim 6$) にわたってサンプルが取られることが期待される。特に、活動銀河核 (AGN) 周りのガス-*associated absorber* (ここでは「AGN に附随するガス」と呼ぶ)-の運動をトレースする研究や、遠方クエーサーの視線上にある中性水素雲-*intervening absorber* (ここでは「吸収線系」と呼ぶ)-をサンプルして銀河進化を調べる研究が挙げられる (Morganti et al., 2015)。以下に、AGN に附随するガスと吸収線系について、どのような議論が国際サイエンスブックでなされているかを紹介する。

AGN に附随するガス H I 吸収は AGN 周りのガスの物理状態をトレースするのにこれまでも使われてきた。例えば、Centaurus A の電波源を背景にした 21 cm 吸収線の検出は 1970 年に遡り (Roberts, 1970)、核周辺を取り巻くガス (Morganti et al., 2008; Struve & Conway, 2012) やアウトフロー (Morganti et al., 2013) の運動が調べられている。特に、後者の論文で観測された 4C12.50 のアウトフローは 1000 km s^{-1} の高速であり、質量放出率は $16 - 29 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ である。エネルギーに換算すると降着エネルギーの 0.2 - 0.3% がアウトフローに転換されている事になる。アウトフローばかりでなく、アウトフローのエネルギー源に当たる AGN 中心のブラックホールへ降着してい

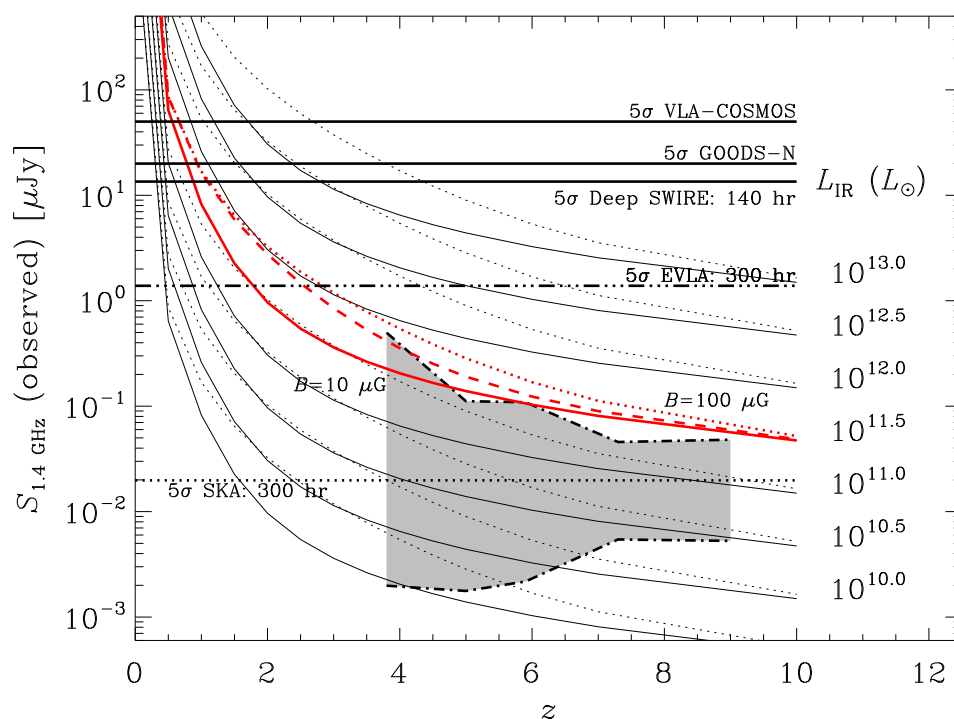


図 4.5: Murphy (2009) より転載。期待される 1.4 GHz フラックスを様々な遠赤外線光度 (L_{IR}) の銀河について、赤方偏移の関数として表示したもの。平均的な遠赤外線銀河 (LIRG: $L_{\text{IR}} \sim 10^{11.5} L_{\odot}$, $\text{SFR} \sim 50 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 相当) の場合の 1.4 GHz フラックスは赤で表している。SED モデルは、近傍で見られるような電波・遠赤外線相関に基づき、シンクロトロン放射については、磁場の強度依存性や宇宙背景放射を逆コンプトン散乱する事による高エネルギー電子のエネルギー減衰 (高赤方偏移で重要) 等を考慮したモデルを用いている。同じ遠赤外線光度について、磁場強度の異なる場合をプロットしている (実線と点線はそれぞれ $10 \mu\text{G}$ と $100 \mu\text{G}$; $L_{\text{IR}} = 10^{11.5} L_{\odot}$ の場合は、破線で磁場強度 $50 \mu\text{G}$ の場合も示している)。又、様々なサーベイ観測の検出限界も水平線で示されている (式 4.7)。灰色に塗られた部分は、 $z \sim 4-9$ での UV 光度関数から期待される範囲を示している。SKA により初めて、UV (観測される波長では、可視・近赤外線) で実際に観測されている $z > 4$ での銀河種族をサンプル出来る事が判る。また、 $L_{\text{IR}} = 10^{11} L_{\odot}$ といった遠赤外線光度は、ALMA によって観測される高赤方偏移銀河の典型的限界とも一致する。

るガスのインフローを捉える試みもなされているが (van Gorkom et al., 1989)、降着円盤成分等との切り分けは容易ではない。

AGN に附随する H I ガスに関する、H I 量、検出成功率、ガスの運動、天体のタイプとの関係等は、Gereb ら (Geréb et al., 2014) によってまとめられている。彼らは $z = 0.02$ から 0.23 の電波 AGN をサンプルとし、それらの吸収線 profile をスタッキングする事でより深い検出限界に挑んだ。スタックしなくても検出できるもの ($N_{\text{HI}} \sim 7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$) があった一方、それ以外の検出できないものはスタックしても検出できなかった ($N_{\text{HI}} < 2.26 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$)。つまり、水素の柱密度に関して二極化の傾向がある事になる。また、コンパクトな電波源の方が広がったものより H I 21 cm 吸収が検出される傾向にあった。これは、コンパクトな電波源の方がガスを多く持っている傾向がある事を示唆する。

AGN に附随する 21 cm 吸収は、 $z \geq 0.1$ では 40 天体、 $z \geq 2$ では僅か 2 天体である (Uson et al., 1991; Moore et al., 1999)。高赤方偏移での検出が少ないのは、高赤方偏移では可視域で明るい AGN に観測がバイアスしており、そのような明るい AGN は周囲のガスを電離してしまうからであろうと考えられる (Curran & Whiting, 2012)。SKA では、暗い天体まで観測する事によって、バイアスは改善する事が期待される。特に、SKA は広い視野を持つため、サーベイ効率がいいので、ブラインドサーベイを実行できることから、上記のバイアスは低減されることが期待される。実際、SKA1 では、およそ $z \sim 3$ にまで届く感度が実現される。SKA の前にも、ASKAP によって $z \sim 1$ に近い所まで迫る事ができると期待されている。

吸収線系 遠方にある明るい電波源を使う事により、その手前にある H I 雲の 21 cm 吸収を検出する研究を行う事が出来る。そのような雲を 21 cm 吸収線系と呼ぶ。これまでの 21 cm 吸収線系のサンプルは、ほぼ全てが Ly α の吸収線系として知られているものをターゲットとして得られたものである。それらの天体は、地上から Ly α が観測できる赤方偏移 ($z > 2$) が対象となり、ダスト減光の大きな雲はサンプルから漏れる傾向にある。SKA では、このバイアスを克服するために、連続光源自体を電波で探査し、これまでの可視望遠鏡で得られていたサンプルとは独立のサンプルを取る事が求められる。SKA1 では、 $z \sim 3$ までは SKA1-MID もしくは SKA1-SURVEY で z が 3 よりずっと大きなところは SKA1-LOW で観測できる。SKA2 では、21 cm 吸収線系のブラインドサーベイが $z \sim 6$ かそれを超える赤方偏移まで可能であると見積られている (Kanekar & Briggs, 2004)。

遠方銀河の中性水素に関して、過去 10 年の世界における研究の進展は主として以下のようになる。

1. 電波 CO 輝線による分子ガスの観測は、近年の submm、mm 波干渉計の感度向上に伴って、遠方銀河まで出来るようになって来た。近年の観測によれば、銀河の分子ガス量は、中性水素ガス量に比べて概して $0 < z < 2$ で急速に進化しているという結果がある (Lagos et al., 2011) (図 4.6)。しかし、個々の銀河についてそれぞれ分子ガスと中性水素ガスの比を詳しく観測する事はまだ出来ていない。これは ALMA と SKA との共同観測によって達成する事が期待される、SKA 時代の新課題である。準解析的モデル等によるモデル化も進みつつある (Lagos et al., 2011) (図 4.6)。
2. DLA の 21 cm 線によるフォローアップ観測では、実は多くが 21 cm では吸収されていない。この解釈は、大部分の DLA は、スピン温度 1000 K 程度以上である事が分かっている (Kanekar et al., 2014)。(21 cm 光学的厚さ τ は、スピン温度の逆数に比例する事に注意。)

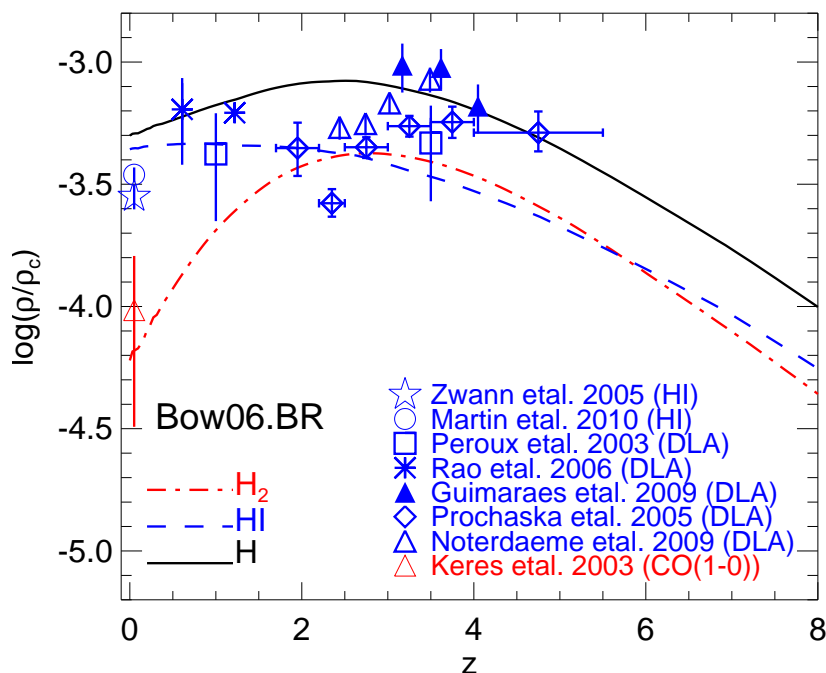


図 4.6: 論文 (Lagos et al., 2011) より転載。準解析的モデルから予想される全ての電離していない水素 (実線)、水素原子 (破線)、水素分子 (鎖線) の宇宙全体での密度を宇宙の臨界密度で規格化したものの赤方偏移進化。観測データは青 ($z = 0$ の三角以外) は水素原子、赤 ($z = 0$ の三角) は水素分子の観測をプロットしている。

SKA 以前にも、以下のような pathfinder による観測が計画されている。ASKAP による FLASH (the First Large Absorption Survey in H I)⁹ サーベイは南半球全体の明るい (> 50 mJy) 電波連続光源 (電波銀河とクエーサー) 150,000 個の視線方向にある 21 cm 吸収線系を $0.5 < z < 1$ の範囲で探査する。この探査では、視野当り 2 時間の積分時間で、1 Jy の背景光源に対して $\tau \sim 0.01$ の光学的厚さが 5σ で検出でき、最も暗い (50 mJy) の光源に対しては $\tau \sim 0.3$ である。Apertif と MEERKAT によるサーベイでは、より小さい天域に絞ってより深い観測を行う事が計画されている。

SKA1 で提案されている 10,000 平方度のサーベイを行うと、30 mJy 程度の明るさの背景光源に関しては 5σ の検出限界で $\tau \sim 0.015$ 程度のもまで観測できる (10 mJy の背景光源では $\tau \sim 0.05$ 、2–3 mJy のものでは $\tau \sim 0.1$)。全部で数千個規模の 21 cm 吸収線系のサンプルが $z = 3$ 程度にまでわたって得られると期待される。

4.5.2 電波再結合線で探る冷たい中性水素雲

水素 21 cm 線だけが中性 (電離度が低い) 雲を見る電波のトレーサーではない。電波 (< 350 MHz) での炭素や水素の電波再結合線を観測する事で、冷たい中性雲をトレースする可能性も検討されている (Oonk et al., 2015)。冷たい中性雲は、宇宙線によって少し電離しており、その電波再結合線を捉えるのである。それにより、冷たい中性ガス (CNM) の温度、電離度、炭素の存在比等が分かる。4.5.1 節で述べた中性水素 21 cm 線だけでは区別できない cold、warm の二相を、電波再結合線が cold のみで検出できる事を使うと区別できる。

⁹<http://www.caastro.org/research/evolving/flash>

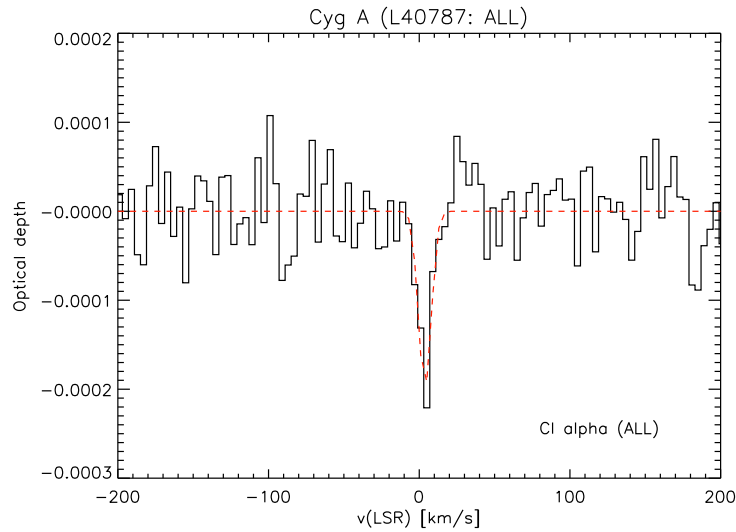


図 4.7: 論文 (Oonk et al., 2014) より転載。銀河系の電波再結合線を系外電波源を背景にして検出した最初の例。LOFAR による。33–57 MHz にある 48 個の炭素 α 線をスタッキングし、得られたスペクトル。黒い実線はデータ、赤い破線はガウシアンでフィットした結果。

Low Frequency Array (LOFAR) で、系外電波源 Cygnus A (Cyg A) を背景光として、電波再結合線を吸収線で検出した最初の例が図 4.7 に示されている。ただし、再結合線自体は銀河系の中性ガスに由来するものが検出されている。電子温度 110 K と電子数密度 0.06 cm^{-3} が観測から導かれている。Cygnus A に附随する H I ガスの光学的厚さは、 4 km s^{-1} の速度分解能で 3σ の上限 $\tau_{\text{HI}}^{3\sigma \text{ upper}} = 1.5 \times 10^{-4}$ が得られている。SKA では系外の中性ガスの吸収を遠方の電波源を用いて観測できることが期待される。

銀河系の電波再結合線の観測も当然 SKA で推進できる (?) が、ここでは系外銀河の観測に焦点を絞る。最近、LOFAR により、系外銀河 M82 の炭素電波再結合線が検出された。これは、電波再結合線が冷たい中性水素ガスのトレーサーとして観測的に使える可能性を拓くものである。

電波銀河を背景光源として用いることにより、SKA では電波再結合線を吸収線で $z = 0$ から 5 にわたって検出できると期待される。LOFAR でも比較的近傍の数百個程度の電波銀河を背景光源として使う事ができるが、SKA1-LOW では 10^5 個程度にまで増えると期待される (?)。同一の吸収天体による複数の電波再結合線を同定する事で、その天体の赤方偏移も割出す事が出来る。また、近傍銀河なら、それ自体の電波放射を背景光源とした電波再結合線も検出できる。SKA1-LOW では 500 個程度の近傍星形成銀河が電波再結合線で観測できると期待されている (SKA2 では 3000 個程度)。

4.5.3 電波連続波で探る銀河進化

4.3 節で述べた様に、銀河の電波連続波の光度は星形成率の良い指標である。特に、紫外・可視域の星形成率指標 (紫外連続光光度、バルマー系列輝線光度等) に比べるとダスト減光の影響がないという利点がある。また、ダストの赤外放射光度も星形成率の良い指標であることが知られている (e.g., Kennicutt, 1998; Inoue et al., 2000) が、ダストが極端に少ない環境では星形成活動指標

として使えないことが予想される (Hirashita et al., 2001)。一方で、電波連続波はダストのない環境でも星形成率指標として利用できる点でダストの影響を受けない星形成活動指標と言える。

また、電波連続線によるサーベイでは活動銀河核 (AGN) の一種である電波銀河が明るい側で卓越した成分として現れるという特徴がある。電波銀河は、銀河中心の超巨大ブラックホール (SMBH) からの高エネルギージェット及び Mpc スケールの巨大なローブから放射される強力なシンクロトロン放射が特徴的である。この放射強度は典型的に星形成銀河の 100 倍程度であるため、通常の星形成活動起源の電波放射とは分離される。電波銀河は降着の最終期また、inter cluster medium (ICM) への物質輸送も行われる。そのため、AGN は SMBH への物質降着に起因する減少であるため、電波銀河の電波放射の赤方偏移進化を探ることで銀河-ブラックホール共進化が銀河進化に果たしてきた役割の示唆を得ることができる。

ここでは国際サイエンスブックの Murphy et al. (2015) に基づき、SKA へ向けて国際的にどのような観測が検討されているかを紹介する。彼らは特に、ultra-deep SKA1-MID/Band 5 reference survey (Prandoni & Seymour, 2015) に着目している。Band 5 の周波数域は 4.6–13.8 GHz である。

従来、電波域の銀河サーベイの周波数は低周波、特に 1.4 GHz でのサーベイが、視野 (primary beam) が大きい点とシンクロトロン放射強度が周波数に対して負冪の依存性を持っている (つまり、低周波になると銀河が明るくなる) 点で有利であったので、主流であった。例えば、Seymour et al. (2008) では、Multi-Element Radio-LInked Network (MERLIN) と Jansky Very Large Array (JVLA) の 1.4 GHz の観測と JVLA の 4.8 GHz の観測を用いて、 $z < 3$ での宇宙の星形成史を導き、可視域等で得られたものと整合的な値が得られた (Morrison et al. 2010 も参照)。また、Smolčić et al. (2009) では、JVLA 1.4 GHz の観測により、 $z = 1.3$ までの電波連続波光度関数の進化を観測的に明らかにした。ただし、感度の関係から光度関数の高光度側に基づいて議論が構築されている。

さらに近年では、COSMOS 領域において JVLA を用いて 3GHz におけるさらに深い ($F_{\text{lim}} = 11.7 \mu\text{Jy}$) サーベイ (VLA-COSMOS 3GHz Large Project) が行われた Smolčić et al. (2017a)。このサーベイに基づいて、星形成銀河と AGN について $z \leq 6$ における電波光度関数の進化モデルが構築された (e.g., Smolčić et al., 2017b; Novak et al., 2017, 2018)。特に、星形成銀河については紫外線や赤外線といった他の星形成指標から得られた星形成史との比較がなされており、銀河形成期から現在に至るまでこれらの波長帯と整合的な結果が得られる事が確認されている。ただし、感度による制限から星形成銀河電波光度関数の暗い側についての傾きは依然として定められていない。銀河中の星形成は宇宙再電離の主要因であると考えられている (e.g., Yue et al., 2016) ため、高い感度の観測によって光度関数の暗い側のパラメータについてより厳しい制限が付けられることが今後求められる。また、電波銀河と異なり、母銀河からの熱的放射が電波放射の大半を占める AGN の種族である Radio-Quiet AGN (RQ AGN) についても、電波帯における暗さから進化を議論している研究は少ない (e.g., Padovani et al., 2011; Padovani et al., 2015) ため、SKA による更新が期待される。SKA1 では 0.12GHz (SKA1-low) において VLA-COSMOS と同程度の感度である $20 \mu\text{Jy}$ における All-sky サーベイ、1GHz (MID Band 1 and/or 2) において $F_{\text{lim}} = 50 \text{ nJy}$ の感度による 1deg^2 にわたる Ultra-deep サーベイなどが計画されている Prandoni & Seymour (2015) ため、銀河形成・進化についてより詳細な描像が得られると考えられる。また、電波連続波による銀河計数についての近年の理論的な研究には Mancuso et al. (2017), Saxena et al. (2017) が挙げられる。特に、Mancuso et al. (2017) では銀河の星形成活動が SMBH によるフィードバックによって抑制されるまでの各物理過程のタイムスケールを評価することで、銀河種族ごとの赤方偏移分布について解析的なモデル構築を行っている。ここでも、SKA による低振動数電波観測によって検出される銀河計数の評価を行っている。

Murphy et al. (2015) が SKA で着目しているサーベイは比較的高周波に着目している点に特徴がある。SKA ではその高感度から、 $\gtrsim 10$ GHz でも、従来の電波望遠鏡に比べると格段に高いサーベイ効率で銀河サーベイを行う事ができる。Band 5 では、SKA1-MID、SKA2 ではそれぞれ 1 平方度当たり約 30、85 個の銀河が検出できると見積られる。10 GHz もしくはそれ以上の高周波は、以下の 2 点で科学的利点がある: (i) より高い角分解能で観測できる。特に、200 km のベースラインが取れば、10 GHz 以上の周波数での観測は、各分解能 0.03 秒角以下を達成でき、これは則ち、 $z \gtrsim 1$ にある銀河でも 250 pc スケールが分解できる事を意味する。また、この分解能は、可視・近赤外域で計画されている JWST 等の分解能とも良くマッチしている。(ii) 高周波で卓越する free-free 放射は、低周波で卓越するシンクロトロン放射に比べて、大質量星からの電離光子放射光度を直接的に反映する点で現在の星形成活動を良くトレースしている。特に高赤方偏移では、シンクロトロン放射を担う高エネルギー電子は、宇宙背景放射を逆コンプトン散乱してエネルギーを失う傾向にあるので、シンクロトロン放射は星形成活動のトレーサーとして使えない可能性がある。これらの二点に基づき、彼らは SKA での 10 GHz 以上の周波数域を強く要求している。特に、30 GHz まで周波数域を拡張することにより、ALMA と周波長が連続的に取れる面でも、科学的メリットが大きいと主張する。

特に、free-free 放射の重要性は、若いスターバースト銀河で顕著になる。近傍の若いスターバーストの電波スペクトルは、free-free 放射が卓越していると解釈できるフラットな周波数依存性を持つという結果が得られている (Deeg et al., 1993; Roussel et al., 2003; Hunt et al., 2005)。電波スペクトルの年齢依存性は、高赤方偏移ではとりわけまだ定まった結論を得るに至っていない: 遠方のスターバースト銀河のいくつかはフラットな電波連続波スペクトルを持つ (Hunt et al., 2005; Hirashita & Hunt, 2006; Valtchanov et al., 2011) のに対し、反対の傾向を持つ遠方銀河もある (Bourne et al., 2011; Thomson et al., 2014)。広帯域を持つ SKA では、電波スペクトルの形 (特に spectral index) を様々な赤方偏移で決めるのに適しているので、電波連続波スペクトルの年齢 (もしくは赤方偏移) に依る進化を明らかにするのに適している。特に、10 GHz 以上の周波数域が観測できる事が理想的である。

シンクロトロン放射自体も、超新星等に伴う星間空間での高エネルギー過程をトレースする重要性があるので、理解を欠かす事はできない。また、星間磁場の強さや進化に対する制限も得られる可能性があり、free-free 放射成分に勝るとも劣らず重要である事も強調しておかねばならない。シンクロトロン放射と free-free 放射の両方を観測できる SKA の広帯域は、この点でも魅力的である。

最後に、連続波以外にも、30 GHz まで周波数域を拡張する利点は幾つかある。表 4.1 ではバンドの上限周波数は 10 GHz を仮定したが、30 GHz まで拡張されれば、AGN の H₂O メーザーの観測が近傍銀河でも可能になる。また、CO ($J = 1-0$) も $z > 2.8$ で観測可能となる。つまり、重要な輝線の観測範囲が低赤方偏移へ降りてくる。ALMA とシームレスに繋がる点も再度強調しておく。

4.6 日本が狙うサイエンス

系外銀河の観測や銀河進化の研究に於ける日本の強みは、観測的には、これまで野辺山等の観測で培って来た電波観測の知識と経験の蓄積である。特に、ALMA の観測時間へのアクセスがあることが実際的に有利である。ALMA はダストと多彩な分子を観測するのに適しており、SKA の水素原子の観測と組み合わせることによって、原子ガスから、分子ガスを介して、星形成と重元素汚染が起きる、いわゆる星間ガスのリサイクルの全貌を捉える事ができるのである。理論的に

も、日本は銀河形成のシミュレーションと銀河の化学進化モデルが強く、理論的予言は言うまでもなく、SKA や ALMA によってより暗い銀河、より遠い銀河が見えて来た時に、その理論的解釈をいち早く提供できる利点がある。

銀河形成研究においては、主として3つの赤方偏移の範囲が重要である。まずは宇宙初期、ガスから星が形成されることによって銀河が成長していく、いわば銀河の成長期 ($z > 3$) である。特に星形成の前夜ともいえる、大量のガスを持った進化初期の銀河の直接観測は銀河形成の物理の検証として本質的に重要である。そして、階層的構造形成により銀河が銀河としてのグローバルな性質を持つようになってゆき、ハッブル分類のような銀河の形態が出現する時代 ($1 < z < 2$) が銀河進化の文脈で極めて興味深い。この時代は銀河の合体率 (merging rate)、平均的な星形成率やダストで隠された星軽視の割合がピークを迎える (§ 4.2 参照) 銀河進化の激動の時期であり、様々な物理過程が複雑に絡み合って統一的な見解が得られるには遠く至っていない。

そして、銀河進化研究において最近とみに見落とされがちなのが $z = 0$ 、すなわち近傍宇宙である。銀河進化全てに関わる過程は、「ゼロ点」である近傍宇宙の素過程と比較されて初めて「進化」を追ったと言える。これは全く自明なことであるが、どういうわけか最近の銀河進化研究においては研究の主流から外れた分野と見なされる傾向があった。また、近傍宇宙の銀河の物理の詳細を突き詰めることで星間物理とのクロスオーバーを構築することができ、星間物理-近傍銀河-遠方銀河という道筋を一つの大きな流れとして扱うことができるようになる。気取った言い方をすれば、星間物理から銀河進化研究の“シルクロード”を繋いでゆく研究が近傍銀河の物理である。ここでは上記の日本の強みに鑑み、いくつかのサイエンスケースに対してどのような貢献ができるのかを、3つの代表的時期に関連して紹介する。

4.6.1 近傍銀河：星間物質の性質・進化、星形成の統一的理解

ここではまず、 ~ 10 Mpc 程度の距離にある近傍銀河の詳細な SKA 観測にもとづく日本が狙うべきサイエンスについて述べる。特に、1) 最近明らかになってきた原子ガスと分子ガスの遷移層にある dark gas の正体の解明、2) 低金属量環境下における原子ガスからの星形成、の2点について以下で述べる。ここでの議論は SKA-JP 星間物理サブグループとのシナジー研究となっている。

これまで、21 cm 輝線は光学的に薄いという仮定のもと原子ガスの質量が見積もられてきた。しかし Fukui et al. (2015) は、Planck による天の川銀河の詳細なダスト分布と HI データの比較から、21 cm 輝線放射の 50%程度は冷たく、光学的に厚い水素原子からのものであることを示した。この研究において、光学的に厚い水素原子こそが、21 cm 輝線や CO 輝線で感度のない密度範囲 $100\text{--}1000\text{ cm}^{-3}$ のガス (dark gas) の正体である可能性を示唆している。今後は dark gas を含む、銀河 ISM 進化の統一的理解のために、電離ガス・原子ガス・分子ガスの量・分布・運動状態などを銀河内・異なる銀河間で網羅的に比較することが重要である。天の川銀河は最も詳細に調べることができる銀河であるが、我々がその中に存在しているために、銀河の構造と ISM の性質の比較をすることは容易ではない。円盤銀河における渦状腕や棒状構造などの銀河スケールの大規模な構造は、銀河 ISM の物理状態に大きな影響を与える。今後、SKA で達成される角度分解能 (~ 0.1 arcsec) によって、2本の卓越した渦状腕を持つ (grand-design) 渦巻銀河が存在する典型的な距離 10 Mpc でも 5 pc の空間分解能を達成することができる。ALMA で取得可能な近傍銀河における詳細なダスト・分子ガス分布と、SKA で取得される詳細な原子ガス分布との比較は日本が狙うべき重要なテーマの一つである。

上で述べた力学的な擾乱だけでなく、ダスト量に比例していると考えられる金属量の違いも、銀

河ISMの物理状態に影響を与える。近年の星形成に関する理論研究において、ISMが分子ガスの状態であることは星形成の必要十分条件ではなく、低金属量な環境下では原子ガスからも星形成をする可能性が示唆されている。矮小銀河や円盤銀河外縁部などの近傍の低金属量環境下での原子ガスの性質の詳細な理解もまた、SKAで行うべきサイエンスの一つである。以下では、この分野についてわかりやすく、簡潔にレビューしているKrumholz (2013)をもとに、水素原子-水素分子間の遷移と星形成に関して紹介する。

原子ガスは分子ガスの原材料と考えられているが、近傍銀河における星形成率は、分子ガスとの相関はいいものの、原子ガスとの相関はそこまでよくない(Wong & Blitz, 2002; Kennicutt, 2007; Bigiel et al., 2008; Leroy et al., 2008)。なお、分子ガス質量を星形成率で割った depletion time scale t_{dep} は、近傍円盤銀河ではほぼ一定であり、2 Gyr 程度であることも観測的に示されている (Bigiel et al., 2011)

星間水素の化学状態(原子ガスないし分子ガス)を決めているのは、Lyman-WernerバンドのUV光による水素分子の解離と、(金属量が太陽の十万分の1程度以上ならばダスト上での水素分子形成のバランスである (Omukai et al., 2010)。太陽近傍の典型的なUVの輻射強度における水素分子の乖離率は、水素分子一つあたり $5 \times 10^{-11} \text{ s}^{-1}$ (Draine & Bertoldi, 1996) であるのに対し、太陽金属量(ダスト量が金属量に比例すると仮定¹⁰)、水素原子の柱密度 100 cm^{-3} における水素分子の形成率は、水素原子一つあたり $3 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ である。そのため、分子解離率と分子の形成率のバランスから予想される太陽近傍における水素分子の割合は非常に低く 10^{-4} となってしまう。しかし、ダストの豊富な領域ではLyman-WernerバンドのUV光子が十分に遮蔽され、水素分子の割合が1になり、分子雲が形成されると考えられる。そのため、分子雲の典型的な構造としては、UV光の減光があまり効かない水素原子が優勢な外層、UV光の減光が効き始め水素分子が優勢な内側、という状態が期待される (e.g., van Dishoeck & Black, 1986; Sternberg, 1988; Neufeld & Spaans, 1996; Liszt, 2002; Glover & Mac Low, 2007; Krumholz et al., 2008; Gnedin et al., 2009; McKee & Krumholz, 2010; Mac Low & Glover, 2012)。

分子ガス-星形成率間のよい相関の理由としては、星間水素ガスの化学状態と熱状態(温度)を決めているのが、両方ともダストによる遮蔽である点が挙げられる。まず、化学状態に関しては、(ダストによる吸収を受けつつ)Lyman-WernerバンドのUV光子による水素分子の光乖離、ダスト粒子上での水素分子形成のバランス、熱状態に関しては、やはりLyman-WernerバンドUV光子によるダストの光電効果加熱とダスト-ガス間の熱交換、衝突励起されたガスの輝線放射による冷却のバランスで決まっている。そのため、星間水素の化学的プロセスと熱的プロセスの、ガスの体積密度、柱密度、UV輻射場強度への依存性は極めて似ている。輝線放射による冷却と水素分子形成は両方とも、衝突によるものであり、冷却率と形成率は両者とも、密度と金属量に $n^2 Z'$ という依存性を持つ。光解離と光電効果加熱は両者とも、UV輻射場強度とダスト減光と同じ形で依存している。

この類似性により、ガスの温度や化学状態は、幅広いガス密度、ダスト減光、金属量範囲で相関がよい。原子ガスから分子ガスへの遷移はだいたい $> 100 \text{ K}$ から 10 K のところでおきるが、これを決めているのはダストによる遮蔽である: 星間水素の大半が水素分子であるような遮蔽の効いている領域では、低温になっており、逆に遮蔽の効いていない場所では、加熱率が高いために高温となっている。そのため、水素分子と星形成の間にはよい相関がある: 水素原子から水素分子への変換が星形成を引き起こしているわけではないが、ガス温度の低下は水素原子と水素分子間の

¹⁰これは化学進化がある程度以上進んだ銀河ではよい近似であり、近傍銀河では問題なく使える。低金属量銀河の場合についてはこの仮定は破れる。詳細は星間物理の章を参照。

遷移が付随するのである。

低金属量環境下では、完全な水素原子から完全に水素分子になるためのタイムスケールは力学的時間と同程度であり、熱的平衡状態になるのに必要なタイムスケールは1/1000程度と短い。化学的タイムスケールと熱的タイムスケールは両者とも金属量に依存し、低金属量環境化では長くなる。一方、星形成雲の力学的時間(星形成のタイムスケール)は金属量に依存しない。そのため、熱的タイムスケール < 力学的タイムスケール < 化学的タイムスケールとなる金属量があるはずである。このことは、星形成を支配しているのが化学状態でなく熱状態であるとすれば、星間水素が水素分子になる前に星形成が起こるということを示している。そのような状況下では、星形成率は水素分子ではなく水素原子と相関がよくなるはずである。Glover & Clark (2012) は数値シミュレーションを行い、水素原子からの星形成の可能性を示し、Krumholz (2012) は解析的モデルをたて、太陽の金属量の1-10%でこの効果が見られる可能性を示した。

SKA-JP 銀河進化サブグループは、ALMA との実践的リンクという強みを生かし、近傍の様々な金属量、進化段階の銀河について、空間的に分解した原子-分子転移を追求し、遠方銀河と比較されるべき基準となる物理過程を明らかにすることを目指す。

4.6.2 ガス、ダスト及び星形成を結ぶ拡張スケーリング則の探索と理論化

銀河の本体が十分に形成されると、銀河の持つ諸量の間密接な関係が出現する。これがスケーリング則と呼ばれているもので、銀河進化研究の重要なツールとなっている。スケーリング則のもっともよく知られている例が、§4.3.2において述べたTF関係、BTF関係である。そして銀河にはこれ以外にも様々なスケーリング則が知られている。ところが、そのほとんどはスケーリングが成立する物理的理由が知られていない経験的關係式である。ここでは銀河進化と関連の深いスケーリング則を紹介し、その有機的統合と理論化への大まかな道筋について述べる。

銀河進化の観点からは星形成率が最も興味ある物理量であり、星形成率の関係するスケーリング則を検証したい。2015年現在、銀河の星形成に関係するスケーリング則で最も注目されているのが星形成銀河主系列と呼ばれる関係である。これは銀河の星形成率(SFR)と星質量(M_*)の間に成立する線型関係である。歴史的に色-等級関係(color-magnitude relation)として知られている経験則と等価であるが、銀河のカラーではなくSFRおよび M_* というより物理的な量を用いたことで、星形成率の従うスケーリングが鮮明に浮かび上がってきたのである(e.g., Schiminovich et al., 2007)。どちらも銀河全体について積分量であるので、その間に自明なスケーリング則が存在することは驚くに値しない。注目すべきはその傾きが1よりも小さい、つまり大きな銀河ほど単位星質量当たりのSFRが小さくなっていることである。このことはSFRの代わりに比星形成率 $SSFR = SFR/M_*$ を用いるとより鮮明に見えてくる(図4.8)この傾向はダウンサイジングと呼ばれており、1980年代後半から認識されていたものの、その物理的な意味は現在に至るまで明らかになっていない。

高光度赤外銀河など爆発的な星形成をしている銀河は星形成銀河主系列に乗らず、1桁以上主系列から上に分布することが知られている(e.g., Buat et al., 2005, 2007)。これは、星形成主系列が永年の進化をする銀河の道筋であるか、あるいは単に滞在時間の長い系列であるということを意味している。また、楕円銀河など星形成をほぼ停止した銀河は主系列から下方に外れ、 $SFR = 0$ に至ると図上に乗らなくなる。このことから、星形成銀河主系列を進化のトラックとして捉えるためには、様々な側面からの研究が必要であることが分かる。Genzel et al. (2012) は星形成主系列の銀河の分子ガス量の検証を試みた。銀河サンプルの赤方偏移は $0 < z < 2$ であるが、まだケーススタディを集めている状態で、系統的探索のレベルには至っていない。Magnelli et al. (2012) およ

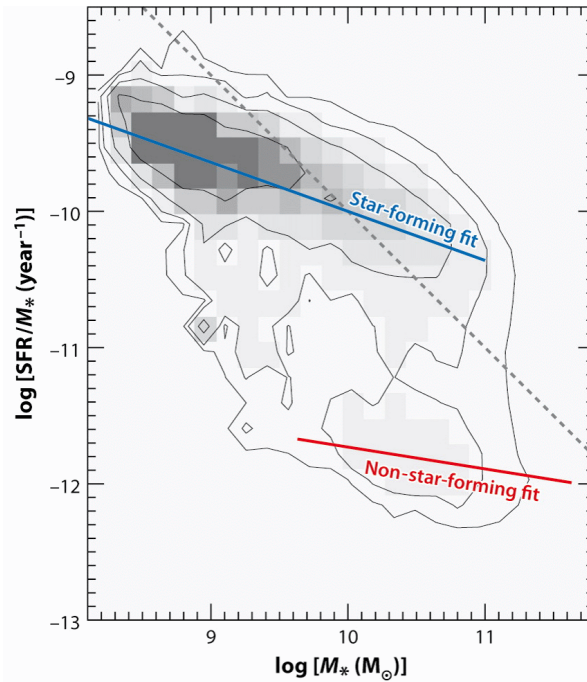


図 4.8: *GALEX* による紫外線観測で得られた星形成銀河主系列。上の線が星形成主系列で、下の線は赤い、星形成を停止しつつある銀河 (red sequence) に対応する (Kennicutt & Evans, 2012)。

び Magnelli et al. (2014) は星形成銀河主系列におけるダスト温度と分子ガス温度の関連性を研究している。また Magnelli et al. (2015) は、広く知られている銀河の赤外線-電波強度相関と星形成主系列との関連に注目している。しかし、中性ガスの観測が $z < 0.5$ 程度に限られる現在、銀河進化を視野に置いた研究は難しい。そして、次に述べる星形成のもう一つの重要なスケリング則である Kennicutt-Schmidt 則と星形成銀河主系列との関係を明らかにするためには、銀河を空間分解して観測することが不可欠となる (Takeuchi et al., 2020)。このように、星形成銀河主系列が出現する理由を星間物理的に解明する研究は ALMA を経て SKA に至る観測によって初めて可能になる。

銀河における星形成の物理は比較的局所的な物理条件が関係する現象である。ところが、古くから銀河の大域的性質と星形成が関係することが知られている (e.g., Roberts & Haynes, 1994; Kennicutt & Evans, 2012)。銀河の渦状腕や分子雲、電離水素領域といった局所的な現象と、銀河の形態や全質量などの大域的な性質が見事に関連している理由はまったく自明のものではなく、天体物理学によって解明されるべき重要な課題である。局所的から大域的な様々なスケールで現れる銀河のガス(面)密度と星形成率の関係が Kennicutt-Schmidt(KS) 則である (レビューとしてはたとえば Kennicutt & Evans, 2012)。定量的には KS 則は以下のように表現される。

$$\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{gas}}^n \quad (4.8)$$

これは、ガス面密度 Σ_{gas} 、SFR 面密度 Σ_{SFR} ともに 7 桁近い範囲で成立する単一冪型の関係である (図 4.9)。ここで、係数 n は観測的に $1 < n < 2$ の範囲に入ることが知られている。この係数が 1 に近いのか 2 に近いかによって、星形成のもととなる分子ガスの物理過程について異なったシナリオを与える (e.g., Momose et al., 2013)。また、KS 則は銀河の化学進化理論においては星形成史を決定する重要な構成要素であり、銀河進化理論へのインパクトも大きい。このように、KS 則は星間物理から銀河物理にわたる多くの研究者の興味の対象となっている。

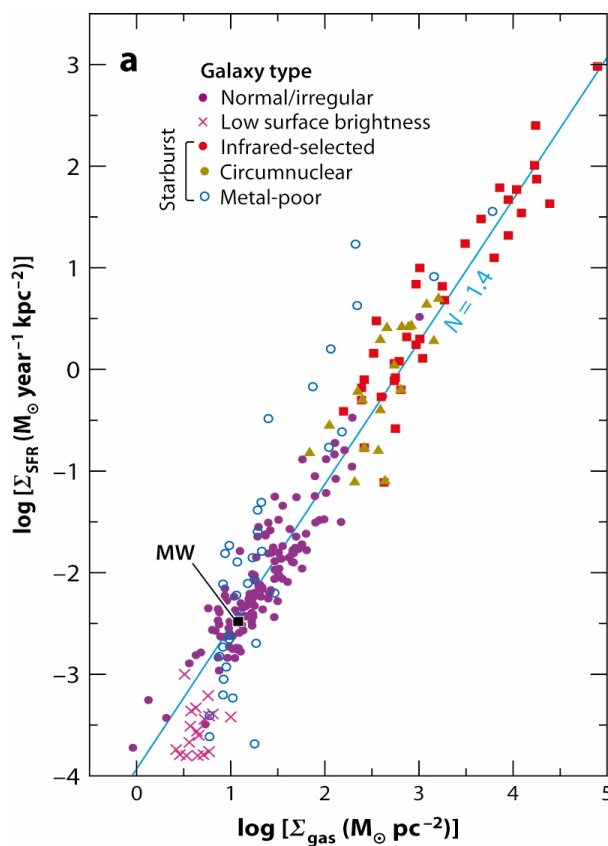


図 4.9: Kennicutt–Schmidt 則。ガス面密度 Σ_{gas} 、SFR 面密度 Σ_{SFR} とも 7 桁近い範囲で成立する単一冪型の関係である (Kennicutt & Evans, 2012)。

しかし、根本的な問題として、KS 則も観測から得られた純粋な経験則であることを指摘しておかねばならない。しかも、観測から決まる冪指数 n についても現在議論が収束していない。分子雲の重力崩壊や分子雲衝突などの星間過程から理論的に KS 関係を求めるには、まず十分な数の銀河サンプルから目指すべき経験則をなるべく小さな誤差で示す必要がある。このために、分子ガス、中性水素ガスともに十分な数があり、共通の選択基準に基づく銀河サンプルが不可欠となる。SKA はここにおいて他の追従を許さない重要な役割を果たす。SKA によって得られた HI セレクトの銀河サンプルを用い、空間分解された KS 則を ≈ 1 まで検証し、KS 則を生む本質的な物理過程が何かを明らかにする。そして、BTF 関係や星形成銀河主系列と統一的に扱うことで、銀河が従う究極のスケールリング則を見出すことができる。さらに、SKA-JP 星間物理サブグループとのシナジーにより、この結果を星間物理から第一原理的に導くことを試みる。ここまで来て初めて、銀河進化研究も天体物理学として成熟することになるだろう。

4.6.3 水素原子 21 cm 吸収線系で探る銀河進化

4.3.6 節と 4.5.1 節で述べた様に、クエーサー等の明るい連続光源を利用して、その視線にあるガスを吸収線で検出する事により、そのガスが附随する銀河および銀河間ガスの構造の宇宙論的時間スケールでの進化を研究する事ができる。特に、地上の可視望遠鏡でサンプルできる水素 Ly α

吸収線系はこれまでも盛んに研究されてきた。最近では電波望遠鏡を用い、水素の 21 cm 吸収を、既に Ly α でサンプルされた吸収線系、特に柱密度の大きな DLA をターゲットにして観測する研究も行われている。電波の連続光源自体を無バイアスにサーベイして、可視サンプルに依らない電波独自の吸収線サンプルを得る事も国際的に SKA での主要な科学目標として提案されている。

吸収線系の物理状態を観測的に明らかにするためには、Ly α 以外の吸収線も同定することが重要である。例えば、重元素の吸収線から求められる重元素の組成比は、銀河進化の重要な側面である化学進化を特徴づける重要な量である。この化学進化からの観点からは、日本でも、第一世代星による重元素合成の痕跡を探る研究 (Kobayashi et al., 2011) や世界であまり注目されていない Na 等の重元素に着目して研究した例 (Kondo et al., 2006) 等がある。銀河の化学進化は日本でも強い分野であり、様々な元素を横断的に用いて、理論の助けを借りながら、吸収線系を研究していく事が今後も期待される。

銀河スケールでの星間ガスのシミュレーションも、日本で強い分野である。特に、吸収線系と関連する我々独自の研究として、星間ガスの構造がどれくらい吸収線系の統計に現れるかを理論的に研究したのがある。Hirashita et al. (2003) は、 $z \sim 3$ で典型的に見られる星間ガスの構造を見るために、銀河円盤のシミュレーション (Wada & Norman, 2001) に基づいた星間ガスの構造を計算した。更に、観測との比較のために、星間ガスの密度に敏感な水素分子の存在比 (水素分子の水素全体に占める割合) の統計をシミュレーションされた星間ガスの構造のもとで調べた。その結果、水素分子は、塊状の構造に局在化されるので、水素分子の存在比の高い ($\gtrsim 10^{-3}$) 領域がちょうどクエーサーの視線上にくる確率は低い (典型的に 10%程度)。これは、大部分の DLA で水素分子存在比が 10^{-6} より小さく、水素分子存在比が高い ($\gtrsim 10^{-3}$) DLA がサンプル数は少ないが大雑把に 10%程度である観測事実 (Ledoux et al., 2003) を良く説明する。

4.3.6 節で述べたように、最近 DLA をサンプルとした 21 cm 線吸収の観測も行われているが、21 cm 吸収線はあまり検出されていない (Srianand et al., 2012; Kanekar et al., 2014)。式 (4.6) でも見たように、21 cm 線の光学的厚さはガスのスピン温度に依る。つまり、DLA で観測される小さな光学的厚さは、温度が高い ($\gtrsim 10^3$ K) ガス (warm ISM) を見ているためであると解釈される。つまり、DLA のホスト天体は、warm ガスの占める割合が大きく cold ガスの占める割合が小さいと、21 cm 吸収線があまり検出されない観測事実をうまく説明できる。Cold gas は水素分子存在比も大きい為、cold gas の占める割合の小さな事は、水素分子の存在比の小さな DLA が圧倒的多数を占めるという上記の観測結果と整合的である。

Tee & Hirashita (2015) は、21 cm 光学的厚さの分布を上記のシミュレーション (Hirashita et al., 2003) を基に計算した。その結果を図 4.10 に示す。シミュレーションの格子点の統計を取る際に、DLA の選択基準と同一になるよう、水素の柱密度が $2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ よりも大きくなる所だけを数えた。また、ダスト減光は重元素率に比例すると仮定し、Zn の柱密度が $10^{13.2} \text{ cm}^{-2}$ より大きな柱密度を持つ格子点は、背景にクエーサーがあったとしても減光のためにサンプルされない (Vladilo & Péroux, 2005) ので、統計から除外した。また、線幅は典型的な diffuse 星間ガスの速度分散の値 $\Delta v = 10 \text{ km s}^{-1}$ を仮定した (Braun et al., 2009)。

図 4.10 から、 $\tau_{21 \text{ cm}}$ の分布は、 $\tau_{21 \text{ cm}} \sim 0.01$ にピークがある。この小さな光学的厚さは、DLA で 21 cm 吸収線が検出されていない事を良く説明する (観測の典型的な検出限界は大雑把に $\tau_{21 \text{ cm}} \sim 0.02$)。また、重元素率が大きくなり、ダスト減光による選択効果が大きくなると、 $\tau_{21 \text{ cm}} \sim 0.01$ のピークはより顕著になる。小さな $\tau_{21 \text{ cm}}$ の原因は、ガスの温度が比較的高い ($\gtrsim 10^3$ K) ことである。従って、DLA で 21 cm があまり検出されないのは、温度の比較的高い ISM が大部分の体積を占めている事と、減光による選択効果との結果である事が分かる。

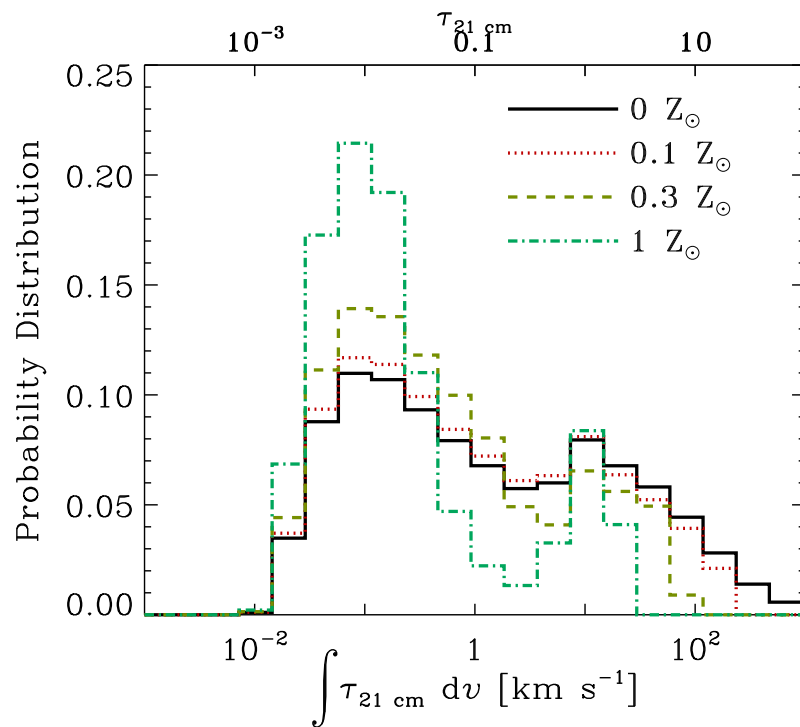


図 4.10: 我々の流体シミュレーションによって予言される、DLA ホスト天体の星間ガスに典型的な 21 cm 光学的厚さ ($\tau_{21 \text{ cm}}$) の分布関数。実線、点線、破線、一点鎖線はそれぞれ、重元素率 0、0.1、0.3、 $1 Z_{\odot}$ を表す (重元素率が高いほど、ダスト減光によってサンプルから漏れる高い柱密度のものが増える)。DLA の統計と整合的な水素の柱密度 $N_{\text{H}} > 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ の格子点のみを取った。線幅 $\Delta v = 10 \text{ km s}^{-1}$ を仮定し、上下の横軸にそれぞれ $\tau_{21 \text{ cm}}$ と $\int \tau_{21 \text{ cm}} dv$ を示す。ピークは $\tau_{21 \text{ cm}} \sim 0.01$ にあり、21 cm 吸収線があまり検出されていない事を良く説明する。SKA では、このような小さな $\tau_{21 \text{ cm}}$ まで検出できる事が期待される。ダスト減光の効果が大きくなるほど、ピークは顕著になる。

これから日本からのこの分野への寄与としてどのような事が考えられるであろうか。まずは、シミュレーションを精密化する事である。上記の Hirashita らのシミュレーションは、2次元かつ個々の銀河の(つまり宇宙論的な初期条件とは直接はリンクさせていない)計算であったが、最近は、計算機性能の進歩により、宇宙論的な構造形成に高分解能のシミュレーションを実装できるようになってきており、日本の得意分野の一つである (Okamoto, 2013; Yajima et al., 2014)。従って、宇宙論的な銀河統計と星間ガスの構造を両方盛り込んで、21 cm 吸収線系の統計を理論的に予言する事をサイエンスの柱として据える事で、SKA へ貢献していく事ができる。また、ダストの効果をシミュレーションに入れる取り組みも行われている (Yozin & Bekki, 2014) ので、ダスト減光による DLA の選択効果が、自由変数を使って記述するのではなく、理論的に予言できる。銀河の中でダストの進化も、日本でも最先端のモデル化が行われている分野である (Asano et al., 2014)。

光源自体に、高赤方偏移 ($z > 3$) で急激に数が少なくなるクエーサーではなく、ガンマ線バースト残光を使うアイデアも示されており、その方面での研究も既に進められている (Inoue et al., 2007)。ガンマ線バースト残光は明るいので、 $z > 6$ の高赤方偏移までも吸収線観測を開拓できる。またこのような高赤方偏移であれば、CO などの分子吸収線も SKA で観測される波長域に入ってくる。理論だけでなく、観測でも、ASKAP の FLASH 等へ参加し、日本が独自の観測時間を持つ ALMA 等での DLA の分子ガスフォローアップを行うことで寄与できる。実際に、4.5.1 節 (図 4.6) で述べたように、ALMA による CO 観測によって分子ガス量の宇宙論的進化を明らかにする事は、SKA によって得られる HI ガスと可視望遠鏡で得られる宇宙の星形成の間を繋ぎ、星形成の全貌を明らかにする重要性がある。他にも、FLASH の観測結果と銀河の水素原子量の進化モデルと直接比較できる独自のパイプラインを開発し提供する等、理論の強みを活かした観測への直接寄与も可能である。

参考文献

- Akerman, C. J., Ellison, S. L., Pettini, M., & Steidel, C. C. 2005, *A&A*, 440, 499
- Asano, R. S., Takeuchi, T. T., Hirashita, H., & Nozawa, T. 2014, *MNRAS*, 440, 134
- Babul A. & Rees M. J., 1992, *MNRAS*, 255, 346
- Bacon R. et al., 2001, *MNRAS*, 326, 23
- Barnes J. E. et al., 2001, *MNRAS*, 322, 486
- Barnes J. E., 2002, *MNRAS*, 333, 481
- Barvainis, R. & Antonucci, R. 2005, *ApJ*, 628, L89
- Bell, E. F. & de Jong, R. S., 2001, *ApJ*, 550, 212
- Benson A. J., et al., 2002, *MNRAS*, 333, 156
- Begum A. et al., 2008, *MNRAS*, 386, 1667
- Bigiel, F. et al., 2008, *AJ*, 136, 2846
- Bigiel, F., et al., 2011, *ApJ*, 730, 13
- Bigiel, F. & Blitz, L., 2012, *ApJ*, 756, 183
- Blitz, L. & Rosolowsky, E., 2004, *ApJ*, 612, 29
- Boselli, A. et al., 2002, *A&A*, 564, 66
- Bosma, A., 1981, *AJ*, 86, 1791
- Bourne, N., Dunne, L., Ivison, R. J., Maddox, S. J., Dickinson, M., & Frayer, D. T. 2011, *MNRAS*, 410, 1155
- Braun, R., Thilker, D. A., Walterbos, R. A. M., & Corbelli, E. 2009, *ApJ*, 695, 937
- Buat, V., Iglesias-Páramo, J., Seibert, M., et al. 2005, *ApJ*, 619, L51
- Buat, V., Takeuchi, T. T., Iglesias-Páramo, J., et al. 2007, *ApJS*, 173, 404
- Burgarella, D., Buat, V., Gruppioni, C., et al. 2013, *A&A*, 554, AA70
- Calistro-Rivera et al., 2017, *MNRAS*, 469, 3468
- Cannon J. M. et al., 2011, *ApJ*, 739, 22
- Cappellari M. et al., 2011, *MNRAS*, 416, 1680
- Catinella B. et al., 2010, *MNRAS*, 403, 683
- Catinella B. et al., 2012a, *MNRAS*, 420, 1959
- Catinella B. et al., 2012b, *A&A*, 544, 65
- Catinella B. et al., 2013, *MNRAS*, 436, 34
- Chandra, P., et al. 2010, *ApJ*, 712, L31
- Condon, J. J. 1992, *ARA&A*, 30, 575
- Cucciati, O., Tresse, L., Ilbert, O., et al. 2012, *A&A*, 539, AA31
- Curran, S. J. & Whiting, M. T. 2012, *ApJ*, 759, 117
- Davé R., Oppenheimer B. D. & Finlator K., 2011, *MNRAS*, 415, 11
- de Blok W. J. G. et al., 2003, *MNRAS*, 340, 657
- de Blok W. J. G., 2005, *ApJ*, 634, 227
- Deeg, H.-J., Brinks, E., Duric, N., Klein, U., & Skillman, E. 1993, *ApJ*, 410, 626
- Dekel A. et al., 2009a, *Nature*, 457, 451
- Dekel A., Sari R. & Ceverino D., 2009b, *ApJ*, 703, 785
- di Serego Alighieri S. et al., 2007, *A&A*, 474, 851
- Draine, B.T. & Bertoldi, F., 1996, *ApJ*, 468, 269
- Draine, B.T., 2011, Princeton University. Press, “Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium”
- Ellison, S., Hall, P. B., & Lira, P. 2005, *AJ*, 130, 1345
- Elmegreen, B. G., 1993, *ApJ*, 411, 170
- Emsellem E. et al., 2011, *MNRAS*, 414, 888
- Fabello, S. et al., 2011, *MNRAS*, 411, 993
- Fabello, S. et al., 2012, *MNRAS*, 427, 2841
- Fernández, X. et al., 2013, *ApJ*, 770, 29
- Fernández, X., Gim, H. B., van Gorkom, J. H., et al. 2016, *ApJ*, 824, L1
- Ferrara A. & Tolstoy E., 2000, *MNRAS*, 313, 291
- Frail, D. A., et al. 2006, *ApJ*, 646, L99
- Fukui, Y. et al., 2015, *ApJ*, 798, 6
- Fumagalli, M., Krumholz, M. R. & Hunt, L. K., 2010, *ApJ*, 722, 919
- Furlanetto, S. R., Oh, S. P., & Briggs, F. H. 2006, *Physics Reports*, 433, 181
- Galvin et al., 2018, *MNRAS*, 474, 779
- Garrett, M. A. 2002, *A&A*, 384, L19
- Geréb, K., Morganti, R., & Oosterloo, T. 2014, *A&A*, 569, A35
- Genzel, R., Tacconi, L. J., Combes, F., et al. 2012, *ApJ*, 746, 69
- Giovanelli R. & Haynes M. P., 1983, *AJ*, 88, 881
- Giovanelli R. et al., 2005, *AJ*, 130, 2598
- Glover, S. C. C., 2003, *ApJ*, 584, 331
- Glover, S. C. O. & Mac Low, M., 2007, *ApJ*, 659, 1317
- Glover, S. C. O. & Clark, P. C., 2012, *MNRAS*, 421, 9
- Gnedin, N. Y., Tassis, K. & Kravtsov, A. V., 2009, *ApJ*, 697, 55
- Gonzalez J. J., 1993, PhD thesis, Univ. California
- Gougenheim L., 1969, *A&A*, 3, 281
- Gould, R. J. & Salpeter, E. E., 1963, *ApJ*, 138, 393
- Grebel E. K. et al., 2003, *AJ*, 125, 1926
- Grossi M. et al., 2009, *A&A*, 498, 407
- Gruppioni, C., Pozzi, F., Zamorani, G., Ciliegi, P., Lari, C., Calabrese, E., La Franca, F., & Matute, I. 2003, *MNRAS*, 341, L1
- Hess, K. M., Luber, N. M., Fernández, X., et al. 2019, *MNRAS*, 484, 2234

- Hibbard J. E. et al., 2001, *ASPC*, 240, 657
- Hirashita, H., Ferrara, A., Wada, K., & Richter, P. 2003, *MNRAS*, 341, L18
- Hirashita, H. 2013, *MNRAS*, 429, 3390
- Hirashita, H., & Hunt, L. K. 2006, *A&A*, 460, 67
- Hirashita, H., Inoue, A. K., Kamaya, H., & Shibai, H. 2001, *A&A*, 366, 83
- Hoefl M. et al., 2006, *MNRAS*, 371, 401
- Hollenbach, D. & Salpeter, E. E., 1971, *ApJ*, 163, 155
- Honma, M., Sofue, Y. & Arimoto, N., 1995, *A&A*, 304, 1
- Hopkins, F. P., 2009, *ApJ*, 691, 1168
- Hughes, D. H., Serjeant, S., Dunlop, J., et al. 1998, *Nature*, 394, 241
- Hunt, L. K., Dyer, K. K., & Thuan, T. X. 2005, *A&A*, 436, 837
- Hunter D. A. et al., 2012, *AJ*, 144, 134
- Ibar, E., et al. 2008, *MNRAS*, 386, 953
- Impellizzeri, C. M. V., McKean, J. P., Castangia, P., Roy, A. L., Henkel, C., Brunthaler, A., & Wucknitz, O. 2008, *Nat*, 456, 927
- Inoue, A. K., Hirashita, H., & Kamaya, H. 2000, *PASJ*, 52, 539
- Inoue, S., Omukai, K., & Ciardi, B. 2007, *MNRAS*, 380, 1715
- Irwin M. J. et al., 2007, *ApJ*, 656, 13
- Jaffé, Y. L. et al., 2013, *MNRAS*, 431, 2111
- Jarvis, M. J., et al. 2014, White Paper for Very Large Array Sky Surveys, submitted (arXiv:1401.4018)
- Johnsen, R. & Guberman, S. L., 2010, Elsevier Inc., "Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics", 59, 75
- Jura, M., 1975, *ApJ*, 197, 575
- Kanekar, N., & Briggs, F. H. 2004, *New Astronomy Reviews*, 48, 1259
- Kanekar, N., et al. 2014, *MNRAS*, 438, 2131
- Kaviraj S. et al., 2007, *ApJS*, 173, 619
- Kennicutt, R. C., Jr. 1983, *ApJ*, 272, 54
- Kennicutt, R. C., Jr. 1998, *ARA&A*, 36, 189
- Kennicutt, R. C., et al., 2007, *ApJ*, 671, 333
- Kennicutt, R. C., Jr., Hao, C.-N., Calzetti, D., et al. 2009, *ApJ*, 703, 1672
- Kennicutt, R. C., & Evans, N. J. 2012, *ARA&A*, 50, 531
- Khochfar S. et al., 2011, *MNRAS*, 417, 845
- Knapp G. R. et al., 1985, *AJ*, 90, 454
- Kobayashi, C., Tominaga, N., & Nomoto, K. 2011, *ApJ*, 730, L14
- Kondo, S., et al. 2006, *ApJ*, 643, 667
- Krajinovic D. et al., 2008, *MNRAS*, 390, 93
- Krajinovic D. et al., 2011, *MNRAS*, 414, 2923
- Krumholz, M. R., McKee, C. F. & Tumlinson, J., 2008, *ApJ*, 689, 865
- Krumholz, M. R., McKee, C. F. & Tumlinson, J., 2009, *ApJ*, 693, 216
- Krumholz M. R., 2012, *ApJ*, 759, 9
- Krumholz M. R., 2013, *IAUS*, 292, 227
- Kuntschner H. et al., 2010, *MNRAS*, 408, 97
- Kwan, J., 1977, *ApJ*, 216, 713
- Lagos, C. D. P., Baugh, C. M., Lacey, C. G., Benson, A. J., Kim, H.-S., & Power, C. 2011, *MNRAS*, 418, 1649
- Lah, P. et al., 2007, *MNRAS*, 376, 1357
- Lah, P. et al., 2009, *MNRAS*, 399, 1447
- Larson, R. B., & Tinsley, B. M. 1974, *ApJ*, 192, 293
- Larson, R. B., & Tinsley, B. M. 1978, *ApJ*, 219, 46
- Larson, R. B., Tinsley, B. M., & Caldwell, C. N. 1980, *ApJ*, 237, 692
- Ledoux, C., Petitjean, P., & Srianand, R. 2003, *MNRAS*, 346, 209
- Lemonias J. J. et al., 2013, *ApJ*, 776, 74
- Leroy, A. K. et al., 2008, *AJ*, 136, 2782
- Lewis I. et al., 2002, *MNRAS*, 334, 673
- Lilly, S. J., Le Fevre, O., Hammer, F., & Crampton, D. 1996, *ApJ*, 460, L1
- Liszt, H., 2002, *A&A*, 389, 393
- London, R., McCray, R. & Chu, S.-I., 1977, *ApJ*, 217, 442
- Mac Low M. & Ferrara A., 1999, *ApJ*, 513, 142
- Mac Low, M. & Glover, S. C. O., 2012, *ApJ*, 746, 135
- Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., et al. 1996, *MNRAS*, 283, 1388
- Madau, P., & Dickinson, M. E. *ARA&A*, 52, 415
- Magnelli, B., Saintonge, A., Lutz, D., et al. 2012, *A&A*, 548, AA22
- Magnelli, B., Lutz, D., Saintonge, A., et al. 2014, *A&A*, 561, AA86
- Magnelli, B., Ivison, R. J., Lutz, D., et al. 2015, *A&A*, 573, AA45
- Magorrian, J., Tremaine, S., Richstone, D., et al. 1998, *AJ*, 115, 2285
- Mancuso, C., 2017, *ApJ*, 842, 95
- Martin A. M. et al., 2010, *ApJ*, 723, 1359
- Martin C. L. et al., 2002, *ApJ*, 574, 663
- Martin D. C. et al., 2005, *ApJ*, 619, 1
- Martin N. F., et al., 2007, *MNRAS*, 380, 281
- McGaugh S. S. et al., 2000, *ApJ*, 533, 99
- McGaugh S. S., 2005, *ApJ*, 632, 859
- McGaugh S. S. et al., 2010, *ApJ*, 708, 14
- McGaugh, S. S., 2012, *AJ*, 143, 40
- McKee, C. F. & Krumholz, M. R., 2010, *ApJ*, 709, 308
- Michałowski, M. J., Watson, D., & Hjorth, J. 2010, *ApJ*, 712, 942
- Momose, R., Koda, J., Kennicutt, R. C., Jr., et al. 2013, *ApJ*, 772, LL13
- Moore, C. B., Carilli, C. L., & Menten, K. M. 1999, *ApJ*, 510, 87
- Moran S. M. et al., 2012, *ApJ*, 745, 66
- Morganti R. et al., 2006, *MNRAS*, 371, 157
- Morganti, R., Oosterloo, T., Struve, C., & Saripalli, L. 2008, *A&A*, 485, L5
- Morganti, R., Fogasy, J., Paragi, Z., Oosterloo, T., & Orienti, M., 2013, *Science*, 341, 1082
- Morganti, R., Sadler, E. M., & Curran, S. 2015, *Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14)*, 134

- Mori M., Ferrara A. & Madau P., 2002, *ApJ*, 571, 40
- Mori M. & Umemura M., 2006, *Nature*, 440, 644
- Morrison, G. E., Owen, F. N., Dickinson, M., Ivison, R. J., & Ibar, E. 2010, *ApJS*, 188, 178
- Murphy, E. J. 2009, *ApJ*, 706, 482
- Murphy, E. J., et al. 2006, *ApJ*, 651, L111
- Murphy, E. J., Condon, J. J., Schinnerer, E., et al. 2011, *ApJ*, 737, 67
- Murphy, E., Sargent, M., Beswick, R., et al. 2015, *Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14)*, 85
- Navarro J. F. et al., 2004, *MNRAS*, 349, 1039
- Neufeld, D. A. & Spaans, M., 1996, *ApJ*, 473, 894
- Novak, M., 2017, *A&A*, 602,A5
- Novak, M., 2018, *A&A*, 614,47N
- Okamoto, T. 2013, *MNRAS*, 428, 718
- Omukai, K., et al., 2010, *ApJ*, 722, 1793
- Oonk, J. B. R., et al. 2014, *MNRAS*, 437, 3506
- Oonk, R., Morabito, L., Salgado, F., et al. 2015, *Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14)*, 139
- Oosterloo T. et al., 2010, *MNRAS*, 409, 500
- Ott J. et al., 2005, *MNRAS*, 358, 1453
- Ott J. et al., 2012, *AJ*, 144, 123
- Padovani, P., et al., 2011, *ApJ*, 740, 20
- Padovani, P., et al., 2015, *MNRAS*, 452, 1263P
- Pelupessy, F. I., Papadopoulos, P. P. & van der Werf, P., 2006, *ApJ*, 645, 1024
- Pisano, D. J., 2014, *AJ*, 147, 48
- Prandoni, I., & Seymour, N. 2015, *SKA Science Book*, in press
- Read et al., 2018, *MNRAS*, 480, 5625
- Rees M. J., 1986, *MNRAS*, 218, 25
- Rhee, J. et al., 2013, *MNRAS*, 435, 2693
- Richings, A. J., Schaye, J. & Oppenheimer, B. D., 2014, *MNRAS*, 442, 2780
- Roberts, M. S. 1970, *ApJ*, 161, L9
- Roberts, M. S., & Haynes, M. P. 1994, *ARA&A*, 32, 115
- Robertson, B. et al., 2006, *ApJ*, 645, 986
- Robertson, B. E., & Bullock, J. S. 2008, *ApJ*, 685, L27
- Roussel, H., Helou, G., Beck, R., Condon, J. J., Bosma, A., Matthews, K., & Jarrett, T. H. 2003, *ApJ*, 593, 733
- Rowlands, K., et al. 2014, *MNRAS*, 441, 1017
- Rubin, V. C., Thonnard, N. & Ford, W. K. Jr., 1980, *ApJ*, 238, 471
- Rubin, V. C. et al., 1985, *ApJ*, 289, 81
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, *Radiation processes in astrophysics* (New York: Wiley-Interscience)
- Sancisi, R., 1983, *IAU symposium*, 100, 55
- Sancisi, R. & van Albada, T. S., 1987, "HI rotation curves of galaxies" *IAU symposium*, 117, 67
- Sancisi, R. & van Albada, T. S., 1987, "Dark matter" *IAU symposium*, 124, 699
- Sandage A. et al., 1970, *ApJ*, 160, 831
- Saxena, A., Rottgering, H., J., A., & Gigby, E., E., 2017, *MNRAS*, 469, 4083S
- Scannapieco E., Silk J. & Bouwens R., 2005, *ApJ*, 635, 13
- Schiminovich, D., Wyder, T. K., Martin, D. C., et al. 2007, *ApJS*, 173, 315
- Schiminovich D. et al., 2010, *MNRAS*, 408, 919
- Serra P. et al., 2012, *MNRAS*, 422, 1835
- Seymour, N., et al. 2008, *MNRAS*, 386, 1695
- Schober et al. 2017, *MNRAS*, 468, 946
- Smith et al. 2014, *MNRAS*, 445, 2232
- Smolčić, V., et al. 2009, *ApJ*, 690, 610
- Smolčić, V., et al. 2017a, *A&A*, .602,A1
- Smolčić, V., et al. 2017b, *A&A*, .602,A6
- Sofue, Y., Honma, M. & Arimoto, N., 1995, *A&A*, 296, 33
- Sparke, A. S. & Gallagher, J. S. III., 2007, Cambridge University Press, "Galaxies in the Universe: An Introduction"
- Spitzer L. Jr. & Baade W., 1951, *ApJ*, 113, 413
- Springel V. & Hernquist L., 2005, *ApJ*, 622, 9
- Srianand, R., Gupta, N., Petitjean, P., Noterdaeme, P., Ledoux, C., Salter, C. J., & Saikia, D. J. 2012, *MNRAS*, 421, 651
- Stahler, S. W. & Palla, F., 2005, Wiley-VCH, "The Formation of Stars"
- Sternberg, A., 1988, *ApJ*, 332, 400
- Strateva, I. et al., 2001, *ApJ*, 122, 1861
- Struve, C., & Conway, J. E. 2012, *A&A*, 546, 22
- Takahashi, J., Masuda, K. & Nagaoka, M., 1999, *MNRAS*, 306, 22
- Takano, S., Hofner, P., Winnewisser, G., Nakai, N., & Kawaguchi, K. 2005, *PASJ*, 57, 549
- Takeuchi, T. T., Kawabe, R., Kohno, K., Nakanishi, K., Ishii, T. T., Hirashita, H., & Yoshikawa, K. 2001, *PASP*, 113, 586
- Takeuchi, T. T., Buat, V., & Burgarella, D. 2005, *A&A*, 440, L17
- Takeuchi, T. T., Buat, V., Heinis, S., et al. 2010, *A&A*, 514, AA4
- Takeuchi, T. T., et al. 2020, *PASJ*, to be submitted
- Tanaka, A. et al., 2014, *PASJ*, 66, 66
- Thomson, A. P., et al. 2014, *MNRAS*, 442, 577
- Tee, W. L., & Hirashita, H. 2015, preprint
- Thomas D. et al., 2010, *MNRAS*, 404, 1775
- Tinsley, B. M. 1980, *Fundam. Cosm. Phys.*, 5, 287
- Tinsley, B. M., & Danly, L. 1980, *ApJ*, 242, 435
- Trager S. C. et al., 2000, *AJ*, 119, 1645
- Tully, R. B. & Fisher, J. R., 1977, *A&A*, 54, 661
- Uson, J. M., Bagri, D. S., & Cornwell, T. J., *Physical Review Letters*, 67, 3328
- Valtchanov, I., et al. 2011, *MNRAS*, 415, 3473
- van den Bergh S., 1976, *ApJ*, 206, 883
- van den Bosch F. C. & Swaters R. A., 2001, *MNRAS*, 325, 1017
- van Dishoeck, E. F. & Black, J. H., 1986, *ApJS*, 62, 109
- van Gorkom, J. H., Knapp, G. R., Ekers, R. D., Ekers, D.

- D., Laing, R. A., & Polk, K. S. 1989, AJ, 97, 708
van Gorkom J. & Schiminovich D., 1997, ASPC, 116, 310
Verheijen, M. et al., 2007, ApJ, 668, 9
Vladilo, G. & Péroux, C. 2005, A&A, 444, 461
Wada, K., & Norman, C. A. 2001, ApJ, 547, 172
Walter, F. et al., 2008, AJ, 136, 2563
Wang J. et al., 2011, MNRAS, 412, 1081
Wardle M. & Knapp G. R., 1986, AJ, 91, 23
Weldrake D. T. F. et al., 2003, MNRAS, 340, 12
Willman B. et al., 2005, ApJ, 626, 85
Wolfe, S. A. et al., 2013, Nature, 497, 224
Wong, T. & Blitz, L., 2002, ApJ, 569, 157
Wong, T. et al., 2013, ApJ, 777, 4
Yajima, H., Nagamine, K., Thompson, R., Choi, J.-H.
2014, MNRAS, 439, 3073
Yi, S. K. et al., 2005, ApJ, 619, 111
Yozin, C., & Bekki, K. 2014, MNRAS, 443, 522
Yue, B., Ferrara, A., & Xu, Y., 2016, ApJ, 463, 1968Y
Yun, M. S., Reddy, N. A., & Condon, J. J. 2001, ApJ, 554,
803
York D. G. et al., 2000, AJ, 120, 1579
Yoshida, N. et al., 2006, ApJ, 652, 2
Yoshida, N. et al., 2008, Science, 321, 669
Yoshida, S. et al., 2020, to be submitted
Zaritsky, D. et al., 2014, AJ, 147, 134
岡村定矩, 1999, 東京大学出版会, “銀河系と銀河宇宙”
塩谷泰広 & 谷口義明, 2012, プレアデス出版, “銀河進
化論”
祖父江義明, 有本信雄 & 家正則 編集, 2007, 日本評論
社, “シリーズ現代の天文学 第5巻 銀河 II—銀河系”
高橋順子, 2000, 天文月報, 第93巻, 第4号
福井康雄 他編集, 2008, 日本評論社, “シリーズ現代の天
文学 第6巻 星間物質と星形成”

著者一覧（○は編集責任者）

河野 海	名古屋大学理学研究科素粒子宇宙物理学専攻
○竹内 努	名古屋大学理学研究科素粒子宇宙物理学専攻
平下博之	台湾中央研究院天文及天文物理研究所
百瀬莉恵子	東京大学理学系研究科天文学専攻
諸隈佳菜	東京大学理学系研究科天文学教育研究センター
吉田俊太郎	名古屋大学理学研究科素粒子宇宙物理学専攻

第5章 パルサー

5.1 パルサー研究の現状と未解決問題

パルサーに関する研究は天文学・宇宙物理学の広範囲にわたる。パルサーはそれ自体特異な天体であり、放射メカニズムや磁気圏の性質、進化など理解されていないことが多く、X線やガンマ線などの観測も利用してさかんに研究されている。一方でパルサーはその正確なパルス周期から、相対論の検証や重力波の検出にも用いられる。さらに回転量度 (Rotation Measure) や分散量度 (Dispersion Measure) などを利用した銀河系構造の探索も行われている。SKAにより観測できるパルサーの数は飛躍的に増え、パルサー自体の研究もパルサーを道具として利用する研究も大きく進展すると期待される。この章ではパルサー研究の現状と未解決問題についてまとめる。

5.1.1 パルサーの多様性

パルサーは強い磁場 ($\sim 10^8 - 10^{14}$ G) を持ち高速に自転して (周期 $P \sim 10^{-3} - 10$ sec) 強い異方性を持った放射を出す中性子星である。中性子星の質量は太陽質量程度、半径は 10km 程度であり、超新星爆発の残骸として生まれると考えられている。またその形状は中性子の縮退圧と重力とのつりあいで保たれているが、中心付近の物理状態はまだ良く分かっていない。超新星爆発の残骸として残った中性子星 (約 $2 M_{\odot}$) が回転し強い磁場を持つ時パルサーとしての活動性を示すようになる。中性子星の質量と半径の関係は状態方程式に大きな制限を与えているため、これらの観測は非常に重要となる。

若いパルサーは周期 P が約 < 0.1 s 程度で回転しており、誕生時の双極磁場強度と周期は典型的にはそれぞれ $\sim 10^{12}$ G、10msec と思われるがその分布についてはよくわかっていない。スピンドウン光度が大きく (若く)、近いパルサーはガンマ線で観測されやすい傾向にある。回転が遅くなるとパルスが観測できず death line (死線) と呼ばれる領域に達する。連星系に誕生したパルサーがやがてパルサーとしての寿命を迎えたあとも主星からの質量降着により再び回転エネルギーを得てスピニアップし、数 ms という速い周期で回転するミリ秒パルサーへと進化する。このときまた高い \dot{E} を持ち、 γ 線で放射が観測されている。

これらの詳細な理解に依って銀河系内の中性子星がどのような磁場強度でどのような周期で誕生し、それがどれくらいの頻度であり、超新星爆発の性質とどう関係しているかを知ること、銀河進化の中での中性子星の役割が理解されることが望まれる。

パルサーは現在、2800 個ほど見つかっている (Manchester et al., 2005) が、驚くほどの多様性を持っている。パルサーの多様性は、パルスの周期 P とその時間変化 dP/dt の平面での分布をみると分かりやすい (図 5.1)。パルサーの年齢は典型的に現在の回転の減衰率によって回転が止まるまでの時間から $P^{-1}dP/dt$ と見積もられ、パルサーの回転の減速が磁気双極子放射によると仮定すると磁場の強さは $\sqrt{PdP/dt}$ に比例するのでこの図から年齢や磁場の強さの目安も得られる。ほ

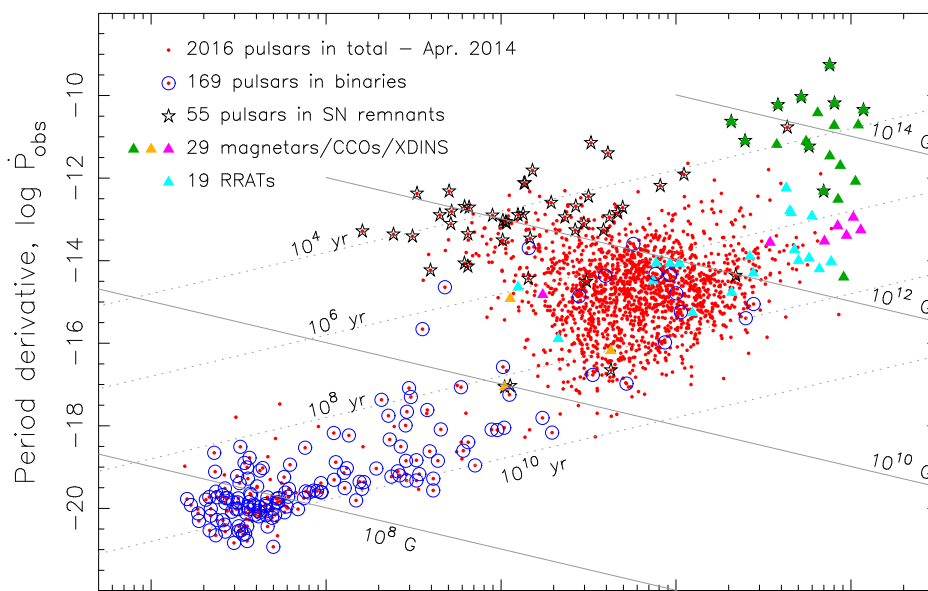


図 5.1: 周期 P とその時間微分 dP/dt の平面におけるパルサーの分布 (Tauris et al., 2015)。CCO は Central Compact Object、XDINS は X-ray Dim Isolated Neutron Star、RRAT は Rotating Radio Transient である。星で囲まれているものは超新星残骸を伴っているもの、丸で囲まれているものは連星である。年齢一定と磁場一定の線も描かれている。

とんどの通常のパルサーは周期が 1 秒あたりに分布しているが、そこから大きく離れているもの、変わった特徴を持つものがあるので以下まとめる。

- ミリ秒パルサー：30 msec より短い周期を持つパルサーで図 5.1 の左下に分布している。ほとんどは連星系をなしており、伴星からのガス降着によってガスの角運動量が中性子星に移り、回転が加速したと考えられている。これまで 300 個ほど見つかっており、その中でも周期が安定しているものは相対論の検証や重力波の直接検出に利用される。
- マグネター：パルサーの中でも特に強い磁場 ($\sim 10^{14}$ G) をもつパルサーである。ただし X 線やガンマ線で発見されたものがほとんどで、電波放射が検出されているマグネターはごく一部である。
- Central Compact Object (CCO)：超新星残骸の中心付近に熱的 X 線で見つかったパルサーであり、電波や可視光の対応天体は見つからない。またパルサー星雲も付随しておらず、まだパルサーとしての活動を始めていない中性子星であると考えられている。
- Rotating Radio Transient (RRAT)：散発的にしかパルサーとしての活動性を示さないパルサーであり、通常のパルサーよりやや長い周期を持つ。通常のパルサーが RRAT に進化していくのかどうかはよくわかっていない。
- Intermittent Pulsar：1 か月に数日程度しか電波放射をしないパルサーである。周期の時間変化を追っていくと、放射をしているときの方が放射をしていないときよりも回転速度の減速

が大きくなっている。電波放射のエネルギーはパルサーの回転エネルギーの損失率よりもずっと小さいので、このような振る舞いは予想外で放射メカニズムに関する重要な示唆を与えていると考えられている。

- **Giant Radio Pulse (GRP)** : いくつかのパルサーでは、電波帯域において時折通常のパルス強度の数千倍～数百万倍にも達する Giant Radio Pulse (以下 GRP) が観測される。Crab パルサーや代表的なミリ秒パルサーである PSR B1937+21 など 10 個程度のパルサーでしか GRP の発見は報告されていない (Soglasnov et al., 2004; Romani & Johnston, 2001)。GRP に関しては、いくつかの理論モデルが提唱されているが (Lyutikov, 2007) 未だ解明には至っていない。しかし、例えば、Crab パルサーにおいては GRP と可視光・X 線・ガンマ線など他の波長帯のパルスとの相関について研究されている。GRP と同時発生した可視光帯域のパルスには～3%の有意な増光が見られている (Shearer et al., 2003; Strader et al., 2013)。より高いエネルギーではまだ統計的に有意でないものの、可視光と同程度の制限まで迫りつつある (Mikami et al., 2014)。可視光より高いエネルギーの放射機構については比較的理解が進んでいるため (Takata et al., 2007)、それらとの相関関係を明らかにすることで、GRP を伴う現象の理解が今後飛躍的に進む可能性がある。

以上のようにパルサーは多様であるが、その多様性がどこから来るのかが大きな問題になっている。特に中性子星が形成されたばかりのときにはどのような回転速度と磁場を持っているのか、その後これらがどう変化していくのかが中性子星の進化を探る上で重要である。

5.1.2 パルサー磁気圏

パルサーは単極誘導によりその周囲にプラズマで満たされた磁気圏を形成する (Goldreich & Julian, 1969)。磁気圏からは電磁場エネルギーと光速のプラズマのアウトフロー (パルサー風) が連続的に放出されていると考えられ、パルサー風と周囲の物質との相互作用により形成されるパルサー星雲からの電磁波放射が観測されている。これらのエネルギー源は全てパルサーの回転エネルギーで賄われているが、どこで、どの程度、そしてどのような機構によってプラズマの運動エネルギーなどに変換されるかはまだ未解明である。

磁気圏では、パルサーの持つ双極子磁場を介してパルサーから引き抜かれた電磁場のエネルギーの一部がプラズマの運動エネルギーに変換され、さらに少なくともそのプラズマの運動エネルギーの一部が電磁波に変換されてパルス放射として観測される。具体的には、磁気圏内のどこかで加速電場が生じてプラズマが加速されガンマ線を放射し、このガンマ線を起点とした電子陽電子プラズマの雪崩的な対生成 (電磁カスケード) により磁気圏にプラズマが供給され、この生成したプラズマからの放射が X 線、可視光、電波帯域のパルス放射として観測されることが考えられている。

最近のガンマ線観測の進展により、パルサーからある程度離れた領域でプラズマの加速が起きていることが確立した。理論的にも、プラズマ粒子シミュレーションの結果は外側の領域でプラズマの加速が起こることを示している。しかし、この外側領域で生成するプラズマの数だけでは、一般にはパルサー風星雲から観測される電磁波放射を説明するために必要なプラズマ粒子の数を説明出来ない。そこで、パルサーの近傍でも電磁カスケードが起きており、この領域ではガンマ線は効率的にプラズマに変換されていると考えられる。観測される電波パルスの放射領域はパルサーに比較的近い領域であることが確立していることから、パルサー近傍領域での電磁カスケードを明らかにする上で非常に重要な情報を持つと期待される。しかし、電波パルスは非常に輝度

の高い干渉性のあるコヒーレントな放射であり、その放射機構ははっきりした理論はなく、プラズマ不安定の結果としてできる電波の波長よりも短い空間スケールの高密度のプラズマの塊からの放射やプラズマの波動から生じたものなどが考えられている。

また、パルサーの回転エネルギー損失率はパルサーが持つ双極子磁場と自転周期で特徴づけられると考えられていた。ところが、1つのパルサーで回転エネルギーの損失率が異なる複数の磁気圏の状態を持つ天体の存在がわかってきた(5.1.1節)。これは回転エネルギー損失率を決めるさらなるパラメータの存在を示唆する。磁気圏の状態遷移の研究では状態遷移を比較的短い間隔、高精度で知る必要があり、電波による観測からわかることがほとんどである。SKAにより状態遷移を示すパルサーの数が大きく増加し、その要因の解明が飛躍的に進むと期待される。

5.1.3 パルサーによる重力波検出

1915年にアインシュタインによって提唱された一般相対性理論は、重力を時空の歪みで表現し、さらにその歪みが波として伝搬する重力波の存在を予言した。その予言から100年後の2015年、アメリカのレーザー干渉計型重力波検出器 Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (LIGO)によりブラックホール連星衝突・合体からの重力波が観測された(Abbott et al., 2016)。観測された波形は一般相対論の予言によく一致し、また、この観測によりブラックホール連星系が存在することが証明された。さらに、2017年にはヨーロッパの検出器 Virgo が加わり、LIGOとの共同観測によって中性子星連星衝突・合体からの重力波が観測された(Abbott et al., 2017)。この重力波は電磁波対応天体(ホスト銀河)が同定され、電波でも長期にわたり追観測が行われた。

重力波は真空中において

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = 0. \quad (5.1)$$

のように線形化されたアインシュタイン方程式として書き表される。その振幅は、

$$h_{ij} = \frac{2G}{c^4 r} \ddot{I}_{ij}. \quad (5.2)$$

として書くことができる。ここで G 、 r 、 I_{ij} は万有引力定数、重力波波源からの距離、質量や連星の軌道半径から得られる四重極モーメントである。この式から四重極モーメントの時間二階微分がゼロでない場合、重力波の振幅は波源が大質量になるほど大きくなる。そのため、ブラックホール、中性子星、白色矮星といったコンパクト天体で構成される連星系や、超新星爆発などの劇的な現象が重力波観測の対象になる。放出される重力波の周波数はその現象のタイムスケールによって決まるため、質量が大きい物体ほど低周波の重力波を放出する。重力波が通過すると進行方向に対して垂直な面の空間の距離が伸び縮みするため、2点間の距離を非常に精密に測定することで重力波を検出することができる。

現在、重力波観測で主に用いられている手法は、LIGO や Virgo に代表されるレーザー干渉計である。レーザー干渉計は、直交する長さの同じ2本のアームから構成され、アームの先端には鏡が取り付けられている。両アーム内にビームスプリッターで分割したレーザー光を入射し、鏡で反射してビームスプリッターに戻ってきたレーザー光を重ね合わせ干渉されることでアームの長さを計測する。四重極放射である重力波が到来すると、直交する2つのアームの長さに違いが生じ、干渉縞の明暗が変化する。レーザー干渉計では、この干渉縞の明暗の変化を重力波のシグナルとして観測する。地上のレーザー干渉計は、10Hz から 1kHz の周波数帯に感度を持つ。この周波数帯ではコンパクト連星の衝突・合体が観測対象であり、先述の通り、すでに LIGO と Virgo により

多数のブラックホール連星、中性子星連星の衝突・合体が観測されている。日本でも大型低温重力波望遠鏡 KAGRA が完成し、2019 年末から third observing run (O3) への参加を開始している。

また、レーザー干渉計を使う方法とは全く異なり、宇宙観測を使って重力波を検証する方法も独立して並行に進められている。ひとつは宇宙マイクロ波背景放射の B モード偏光を観測する方法である。マイクロ波背景放射が放たれた時代に、重力波が生み出す光子の偏光パターンを測定するため、宇宙のごく初期に生成された宇宙サイズの大きな波長の原始重力波を検証するのに有効である。さらに、もうひとつの重力波検出実験として電波望遠鏡を使ったパルサー・タイミング・アレイ (PTA) があり、SKA のメインサイエンスの一つである。

PTA の重力波検出の原理はレーザー干渉計と基本的に同じであり、レーザーの代わりにミリ秒パルサーから正確な周期でやってくる電波パルスを用いる。重力波が地球やパルサーを通過するとパルスの周期が変化するため、パルスの到来時刻が予測からずれる。この“ずれ”を重力波のシグナルとして観測する。重力波により生じる“ずれ”(以後、timing residual と呼ぶ) は、

$$r_{\text{GW}}(t) = \int^t \frac{\nu(t') - \nu_0}{\nu_0} dt' = \sum_{A=+, \times} F^A(\hat{\Omega}, \hat{p}) \int^t \Delta h_A(t', \hat{\Omega}) dt' \quad (5.3)$$

と表される。ここで、 ν はパルス周波数 (パルス周期の逆数) であり、 ν_0 は本来のパルス周波数、 $\nu(t)$ は重力波により変化したパルス周波数を表す。このパルス周波数の変化は、地球とパルサー間での重力波の振幅の差 $\Delta h_A(t, \hat{\Omega}) = h_A(t, \hat{\Omega}) - h_A(t_p, \hat{\Omega})$ で決まる。また、 F^A はアンテナパターン (各パルサーの重力波に対する応答) を表しており、パルサーの方向 \hat{p} 、重力波伝搬の方向 $\hat{\Omega}$ 、重力波の偏光 ($A = +, \times$) によって決まる関数である。PTA が感度を持つ重力波の周波数はパルサーを観測する頻度や観測を続ける期間によって決まり、典型的には $10^{-9} - 10^{-7} \text{Hz}$ である。このような周波数帯では、超巨大ブラックホール連星から放射される重力波の重ね合わせである背景重力波が観測されると考えられている。

重力波のシグナルは非常に小さく、パルスが伝搬する際に星間物質から受ける影響によるノイズと区別することが難しい。そこで、重力波を検出する一つの方法として、重力波による空間の伸縮パターンが四重極であることを利用し、様々な方向にある複数のパルサーの timing residual の相関を取ることで、重力波特有の四重極パターンを取り出すということが考えられている。等方的な背景重力波の場合、timing residual の相関は、2つのパルサーのアンテナパターンのかけ合わせを全天平均することで求められ、パルサー間の角度のみの関数になる。その相関関数は、Hellings and Downs curve と呼ばれ (Hellings & Downs, 1983)、以下のように表される。

$$C(\theta_{ij}) = \frac{3}{2}x \log(x) - \frac{x}{4} + \frac{1}{2} \quad (5.4)$$

ここで、 θ_{ij} は二つのパルサー i, j のなす角度、 $x = [1 - \cos(\theta_{ij})]/2$ である。

現在、北アメリカの NANOGrav、欧州の European PTA、オーストラリアの Parkes PTA の3つのグループが各国の電波望遠鏡を使って観測を行っており、これら3つのグループが協力し International PTA (IPTA) を結成している。また近い将来、中国とインドも IPTA へ参加する予定である。現在の PTA (NANOGrav; Arzoumanian, et al. (2018)) による背景重力波に対する制限は $f = 1 \text{ yr}^{-1}$ に対して $\Omega_{\text{GW}} h^2 < 3.4 \times 10^{-10}$ となっている。ここで、 Ω_{GW} は宇宙のエネルギー密度に対する対数周波数あたりの重力波のスペクトル密度の割合、 h は現在の宇宙膨張率を表すパラメーターで $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ で定義される無次元量である (重力波の振幅ではない)。周波数が違うため一概に比較することはできないが、単純にエネルギー密度の大きさと比べると、これは LIGO による 25 Hz に対する制限 $\Omega_{\text{GW}} h^2 < 3.3 \times 10^{-8}$ (Abbott, et al., 2019) より強い制限と

なっている。PTA は背景重力波の他にも、単一波源の超巨大ブラックホール連星 (Aggarwal, et al., 2019; Babak, et al., 2016; Zhu, et al., 2014) や重力波メモリー (Wang et al., 2015)、ダークマターアキシオン (Porayko et al., 2018; Kato & Soda, 2019) などに対する制限も付けている。現在の PTA の感度は、すでに銀河衝突史の理論から予言される超巨大ブラックホール連星起源の背景重力波の強度に達しつつあり、すでにいくつかの有力なモデルを棄却している。しかし、未だに重力波は検出されておらず、今後数年以内での検出が期待されている。

従来の PTA に対して SKA による PTA では利用するミリ秒パルサーの数を現行の 30 から 100 に増やし、パルス周期の測定のエラーを 1/10 程度に改善することで $\Omega_{\text{GW}} \sim 10^{-13}$ 程度まで感度を伸ばすことができると見積もられている。このような高い感度を持つ観測で重力波の検出が可能になれば、重力波観測によって天文学に対して新たな知見がもたらされ、宇宙の成り立ちの理解を前進させるのに大きく役立つと期待される。

5.1.4 パルサーによる一般相対論検証

Ia 型超新星の観測をはじめとして、様々な観測が現在の宇宙が加速膨張していることを裏付けている (Riess et al., 2001)。宇宙の加速膨張を実現するためには、斥力的な重力相互作用を生み出す未知の暗黒エネルギーを導入するか、もしくは宇宙膨張を論じる上で前提となるアインシュタインの重力理論を修正する必要がある。他方、素粒子理論の究極の目標である全ての力（電磁力、弱い力、強い力、重力）の統一を目指すうえで、高エネルギー領域での重力理論の変更は避けられないと考えられている。このように、修正重力理論は観測・理論の両側面から興味を持たれている。

修正重力理論が我々の宇宙を記述しうる理論と位置付けられるためには、様々な検証をクリアする必要がある。まず第一に考えられるのは、我々の太陽系を記述するニュートンの逆二乗則の再現である。次に、ニュートン重力理論にアインシュタイン理論の補正を加えることで説明される水星の近日点移動などが考えられる。これらの重力理論の検証は、重力のふるまいがニュートン重力、もしくはそれからの小さな補正を用いて記述されるため、弱い重力場における検証と言われている。パルサーを用いた重力理論の検証は、それとは対極的に強い重力下での重力理論の検証を可能にする貴重な手段の一つである。

ここでパルサーを用いた強重力場における検証を行う意義は、それが弱い重力場における検証とは全く独立なものであることに加え、一般に重力の修正の効果は時空の曲率が大きくなるような場面によく現れる事が期待されるという点にある。つまり、パルサーを用いた検証を行うことにより、弱い重力場における検証に比べ、より強い制限が与えられることが期待できる。また他方で、弱い重力場の検証は、太陽系内の重力の振る舞いを検証しているにすぎないが、パルサーを用いることにより、太陽系外の重力の振る舞いを検証することが可能となる。宇宙の様々な場所の重力の振る舞いを確かめることは、重力理論の普遍性を検証する上で非常に重要である。以下では強い重力場における重力理論の検証について、その現状と可能性についてまとめる。

まず、パルサーによる重力理論の検証として最も有名なものは、ハルス・テラー連星バイナリーを用いた重力波の存在の間接的証明が挙げられる。パルサーが他の星と連星系を成し、お互いの周りを回ると、パルス信号の到達時間は公転周期によって変調されるため、変調の観測から公転周期を測ることができる。一方、連星の加速度運動は重力波の放出を伴うことが一般相対性理論によって予言されている。重力波によって系からエネルギーが抜き取られると、そのエネルギーの減少に伴って軌道の公転周期が小さくなる。1974 年に Hulse と Taylor によって初めて連星

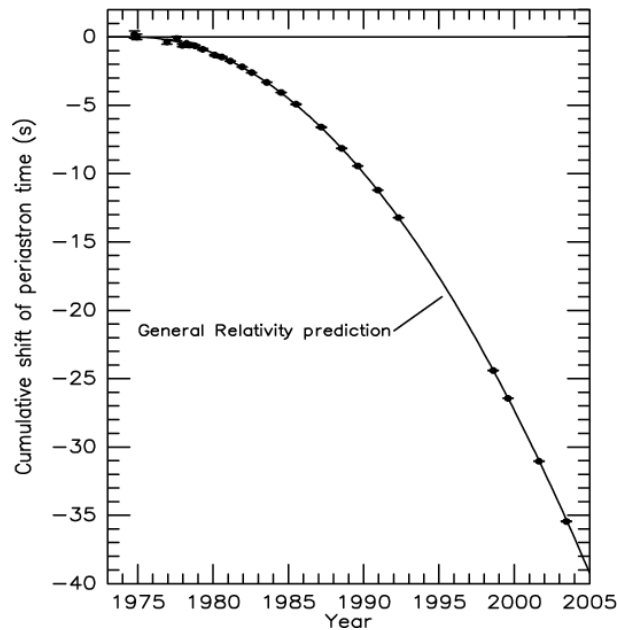


図 5.2: ハルス・テラー連星バイナリーにおける公転周期の減少について、一般相対論に基づく理論曲線と観測結果。図は Weisberg & Taylor (2005) から引用。

パルサーが発見され、その後の継続的な観測を経て、1979年にその公転周期の減少が確かなものとなった (Hulse & Taylor, 1975)。他方、この観測された公転周期の減少率は、誤差の範囲で一般相対論の理論予想と一致し、これは重力波の存在を間接的ではあるが初めて捉えた観測、そして一般相対論の傍証を与えた観測であるとみなされている (Weisberg et al. (1981)、この功績で Hulse と Taylor は 1993 年にノーベル物理学賞を受賞している)。重力波放出の詳細、例えば放出される重力波のエネルギー量などは修正重力の理論に依って一般に異なるため、同様の観測が多数の連星パルサーに対してより精密に行われれば、重力理論にこれまでにない強い制限が与えられるだろう。

次に、パルサーを用いたブラックホール周辺の重力場の検証について紹介する。ここではパルサーが銀河中心の巨大ブラックホールの周りを公転している状況を考えてみよう。パルサーから放出されるパルスの到達時間は、ブラックホール周りの重力場の影響を受ける。つまり、パルスにはブラックホール周りの重力場の情報が組み込まれることになり、この情報を通じてブラックホール時空の情報を直接的に抜き出すことが可能となる。一般相対論においてはブラックホールの無毛定理というものが存在し、定常軸対称で電荷をもたないブラックホールは、質量と角運動量 (スピン) という二つのパラメータのみで記述されることが知られている。それゆえ一般相対論によると、ブラックホール時空の全ての多極モーメントは、ブラックホールの質量とスピンを用いて完全に記述されることになる。パルスの情報から、質量や角運動量に加えて、多極モーメントを観測的に正確に抜き出すことができれば、それらの間の関係式、ひいてはそれを通じた重力理論の検証を行う事が可能となる。

以上のように、パルサーを用いた重力理論の検証は、太陽系における弱い重力場における重力のテストとは全く独立な、強い重力場における重力理論の検証を可能にするだけでなく、太陽系をこえて重力理論の普遍性を検証することを可能にし、他に類をみない非常に有意義な重力理論

の検証の機会を与えてくれる。

5.1.5 パルサーを用いた銀河の磁場構造の研究

ここでは銀河の電離ガス構造の観測的研究についてまとめる。

渦状銀河が大局的な磁場構造を持つことがシンクロトロン放射等から知られている。磁場強度は μG のオーダーであり、エネルギー密度は星間空間のホットガスや宇宙線のエネルギー密度と同程度である。系外銀河の磁場構造はシンクロトロン放射の偏波やそのファラデー効果の観測から調べることができる。ファラデー効果は電波源から観測点までの伝播空間にある磁場により偏波角 ψ が回転する現象であり、その効果はファラデー回転量度 (RM) で表される。

$$\psi = \psi_0 + \text{RM} \lambda^2 \quad (5.5)$$

ここで ψ_0 は電波源固有の偏波角、 λ は電波の波長 (m) である。RM は次式で表される、

$$\text{RM} = 0.81 \int_d^0 n_e B_{\parallel} dl \text{ [rad/m}^2] \quad (5.6)$$

ここで、 d は電波源までの距離 (pc)、 n_e は電子密度 (cm^{-3})、 B_{\parallel} は磁場ベクトルの視線方向成分 (μG) である。RM の解析により、銀河磁場の大局構造には、軸対称 (例えば M 3 1)・非軸対称 (例えば M 5 1) の構造があることが予想されてきた。

我々の住む銀河系も渦状銀河と考えられている。その磁場構造については、系外電波源や系内のパルサーを電波源とした RM を用いて調べることができる。RM の天球面上での分布を再現するように、磁場強度・方向・電子密度分布を求めるという方法である。銀河中心から 8.5kpc 程度に位置する太陽近傍については、銀河座標の銀経が約 70-90 度 ($l \sim 70^\circ - 90^\circ$) の方向へ太陽から離れる方向に磁場ベクトルが向いているとする結果が 1970 年代から得られている。

銀河系内に分布するパルサーの RM を用いた解析を行うことで、よりこまかい空間構造の議論ができる。

Han et al. (2018) は、ATNF(Australia Telescope National Facility) Pulsar catalogue (Manchester et al., 2005) に新しい観測を加えて 1116 個のパルサーを用い、さらに 3933 個の系外電波源 RM も用いて銀河系磁場構造の解析を行った。電波源がパルサーの場合、自由電子密度モデル YMW16(Yao et al., 2017) を仮定することで、パルサーの銀河円盤内での位置を DM から評価できる。そこで彼らは、銀河系円盤部のスパイラルアームとインターアーム領域について、視線磁場の向きと強度を評価した。視線磁場強度は、RM の DM に対する勾配から評価できる。その結果、1) スパイラルアーム領域では反時計回り方向の磁場、2) インターアーム領域では時計回り方向の磁場である可能性を示した。

Noutsos et al. (2008) は、Parkes で観測した 150 個のパルサーの RM を用い、視線ごとの RM の変化を使って磁場の反転について議論した。結果として、Carina-Crux インターアームでの反転の可能性を述べている。一方、先行研究で提出されているモデル磁場でのフィッティングを行ったが、モデル磁場は合わないという結果を得ている。Men et al. (2008) は、690 個のパルサーの RM から、 $|b| < 10^\circ$ の 482 個を用いた解析を行った。銀河円盤領域を複数の領域に分け、その領域の視線磁場強度を RM の分散量度 (DM) に対する勾配から評価した。ここで、DM は以下のように定義される。

$$\text{DM} = \int_0^d n_e dl \quad (5.7)$$

これを大局磁場モデル (Ring, ASS, BSS) によるものと比較したところ、統計的にはどのモデルも観測を再現しない結果となった。これは、ランダム磁場成分が大きく寄与しているためとしている。このように、軸対称・非軸対称の幾何的に単純な磁場モデルでは、観測 RM の分布を再現することが難しいようである。原因として、1) 現実の磁場構造がモデル磁場より複雑であること、2) ランダム磁場の影響、3) ローカル構造の影響等が考えられる。

Nota & Katgert (2010) は、銀経 $l \sim 270 - 360^\circ$ にある系外電波源とパルサーを用いた。パルサーの RM は系外電波源の RM より分散が大きいことを示し、それは超新星残骸 (SNR) や HII 領域などのローカル構造が影響しているためと考えた。そこで、 $H\alpha$ 強度を利用しローカル構造の影響を強く受けているパルサーの RM を除いたところ、距離が 5 kpc より遠いパルサーの RM の銀経分布は系外電波源の RM と同じ傾向を示すようになることが分かった。さらに、スパイラルアームの位置を決めて磁場強度をパラメータとして RM 分布をフィットした結果、Norma アームで反時計まわりの方向、Norma-Crum アームで時計まわり、Crux アームで反時計まわりという結果を得ている。

銀河系の磁場・電子密度分布には乱流成分がある。電子密度の乱流成分については広い波長範囲でコルモゴロフ的であることが知られている (Armstrong et al., 1995)。乱流磁場成分についても、RM を用いて研究されている。Haverkorn et al. (2008) は RM の 2 次構造関数から、乱流磁場のインジェクションスケールを以下のように示した、アーム領域では $l < 10\text{pc}$ のスケール (星風などに対応)、インターアームでは $l \sim 100\text{pc}$ のスケール (SNR などに対応)。

Ohno & Shibata (1993) は幾何的に単純な大局磁場モデルを用いた解析では乱流磁場の評価が正しくできないことを指摘し、大局磁場モデルを利用せず乱流磁場を評価した。そして天球面で近接するパルサーペアについてファラデー回転量の差を用いた解析を行い、乱流磁場の強度が $4-6 \mu\text{G}$ と大局磁場強度 ($\sim 2\mu\text{G}$) の数倍であることを示している。Han et al. (2004) はこれを発展させて乱流磁場のパワースペクトルを評価した。その結果、 $0.5-15 \text{ kpc}$ の波長域で $P(k) \propto k^{-0.37}$ とコルモゴロフスペクトル ($P(k) \propto k^{-5/3}$) よりフラットな結果を得ている。

星間ガスの乱流構造は、伝播空間の電子密度揺らぎにより電波に分散や散乱等の影響を及ぼす。Thin-screen model (Lyne & Smith, 1990) によると、距離 D にあるパルサーからの電波がうける rms 散乱角は、 $\theta_{\text{scat}} \sim (1/2\pi)\sqrt{D/ar_e}\Delta n_e\lambda^2$ 、ここで、 a は散乱体の典型的スケール、 r_e は古典電子半径、 Δn_e は電子密度の揺らぎ、 λ は電波の波長である。これは、長波長の電波ほど θ_{scat} が大きいことを示している。パルサーの電波パルスでは、pulse broadening という現象が観測されている。これは、低周波でのパルスほどパルスの時間幅が長くなる現象であり、長波長の電波パルスには大きく散乱されている成分が含まれることで解釈できる。パルスの時間幅を表す pulse broadening time τ は、screen model では、 $\tau \sim D\theta_{\text{scat}}^2/(4c) \propto \nu^{-4}$ と表される。より詳しく、コルモゴロフ・スケールリング則に従う電子密度揺らぎを考えると、 $\tau \propto \nu^{-4.4}$ となり、これと consistent な観測が報告されている (Löhmer et al., 2004)。

大局磁場に加え、同等以上の強度を持つ乱流磁場成分から成る銀河系の磁場構造は星間プラズマの物理を考える上で重要である。また、高エネルギー宇宙線伝播への影響や系外電波への影響といった観点からも磁場構造を詳しく知ることが重要である。SKA により、観測される系内外の電波源数が飛躍的に増えることや観測精度が向上することは、銀河系磁場構造のさらなる解明につながると期待される。(SKA による宇宙磁場の研究の詳細に関しては次章 宇宙磁場参照)

5.2 国際 SKA のサイエンス

この節では国際 SKA パルサーチームで議論されているサイエンスについてその概要を紹介する。

5.2.1 SKA を用いたパルサー探査

前節で述べたように、パルサーはそれ自身の性質や進化の研究だけでなく、重力波検出、一般相対性理論の検証や銀河系構造の研究などにも利用することができる。これらを推進するためには SKA を用いてできるだけ多くの新しいパルサーを発見し、そのパルスの特性を詳細に観測しなければならない。そこで必要になるのは、複数のアンテナを用いた高感度探査と、SKA-Low と SKA-Mid を相補的に連携させた探査である。

複数のアンテナを用いた高感度探査

観測感度を向上させるには、複数のアンテナをコヒーレントに合成する (アンテナからの出力を位相差なく足し合わせる) ことが必要になり、最小検出フラックス S_{\min} はアンテナの個数 N に反比例する: $S_{\min} \propto 1/N$ 。感度は観測時間によって補えると思われるかもしれないが、データ処理するために必要な時間は観測時間の 3 乗に比例するため、アンテナを増やすことによって一瞬一瞬の感度を向上させることが重要である。パルサーのパルス特性は、パルスの周期や dispersion measure (DM) などによって特徴づけられるが、新しいパルサーの場合それらのパラメータの値は未知である。したがって新しいパルサーを発見するためには、コンピュータによってそれらの値を変えつつ何度もデータ解析しなければならない。その試行回数は膨大であり、データ解析に用いるコンピュータにはおよそ peta-flops¹ の計算速度が必要となる。さらには、GRP や RRAT (McLaughlin et al., 2006) のようなパルス強度が激変するようなパルス観測に対しては、観測時間をいくら稼いでも無意味であり、アンテナを複数使用することによる瞬時的な感度が不可欠である。

SKA-Low と SKA-Mid の連携

宇宙からの電波パルスは星間プラズマによって分散遅延が起こり、地球への到達時刻の遅れは周波数 f を用いて $DM \cdot f^{-2}$ と表せる。よって周波数 f の電波と $f + \Delta f$ の電波の到達時間間隔を Δt とすると、 $DM \propto f^3 \Delta t / \Delta f$ となり、観測周波数が高いほど大きい DM を観測できると考えることができる。このことは、観測周波数の低い SKA-Low では DM の小さいパルサー、つまり地球近傍かあるいは高銀緯のパルサーを探査しやすく、SKA-Mid では低銀緯の遠いパルサーを探査しやすいことを示している。またパルサーによってスペクトルのべきが大きき異なり、べきの大きなパルサーと小さなパルサーの全てを検出するためには SKA-Low と SKA-Mid の二つを相補的に連携させて使用することが重要である。それによって、図 5.2.1 に示す SKA Phase 1 では約 10,000 個のノーマルパルサーと 1,800 個のミリ秒パルサーの発見が見込まれ、Phase 2 においてはさらにその 3 倍近い数を発見できるだろう。

¹Floating-point Operations Per Second (FLOPS) とは、コンピュータが 1 秒間に行える浮動小数点数演算の回数であり、コンピュータの計算速度を表す指標である。パルサー探査に必要な 1 peta-flops という計算速度は、1 秒間に 10^{15} 回の小数演算を意味する。ちなみに 2014 年現在、日本のスーパーコンピュータ「京」の計算速度は 10 peta-flops、「TSUBAME 2.5」は 2 peta-flops、「地球シミュレータ ES2」は 0.1 peta-flops である。

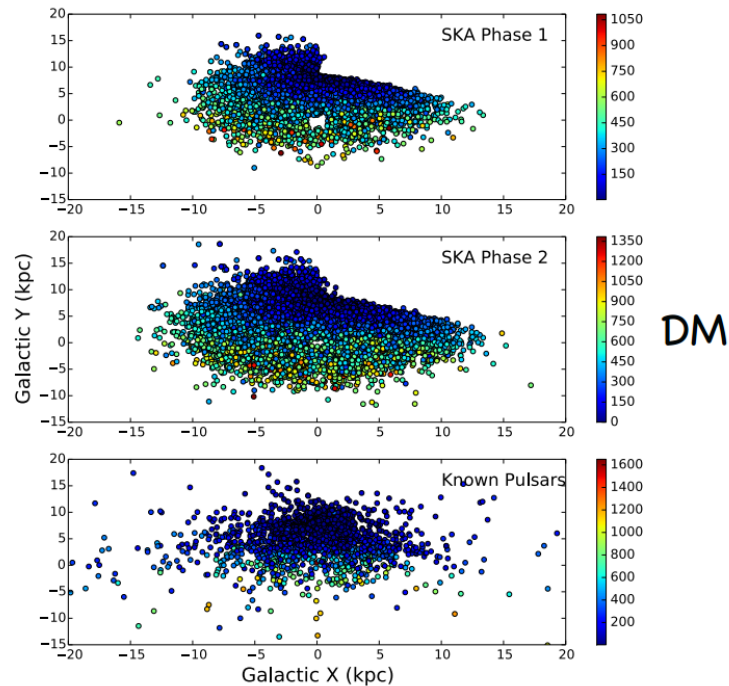


図 5.3: SKA Phase 1, 2 で発見されるであろうパルサーの分布。

まとめ

パルサー探査では、複数のアンテナを用いた高感度観測と SKA-Low と Mid の連携が重要である。それによって従来を大幅に超える数の新しいパルサーが発見できるだろう。また発見されたパルサーのパルスタイミングを正確に取得するためには、追観測を数週間から数か月にわたって何度も行う必要があり、また他の周波数帯で観測するなど条件を変えて観測することも重要である。そのように新しいパルサーの探査と追観測を行うことによって、中性子星の磁気圏の物理や状態方程式の解明、一般相対性理論の検証などの多くの科学が実現することだろう。

5.2.2 天の川銀河中心のパルサー

天の川銀河の中心には質量が約太陽の 400 万倍の巨大ブラックホールがあると考えられる。この周囲にパルサーが見つければ、ブラックホールの近傍の空間を通過するパルサーのパルス信号の変化を精密に調べる事によって、ブラックホールとパルサーを使った強い重力場における一般相対性理論の検証が可能になる。

パルサーは、極めて精密な時計として使用でき、パルサータイミング観測の精度は 100 マイクロ秒にも至る。これは、天の川銀河中心で数 10km の位置精度に相当する位置変化を検出できる事になる。従って、パルサータイミング観測を行う事によって、ブラックホールの質量とスピンの計測を精密に行える。質量については、百万分の一の精度（1 太陽質量の精度に相当）で測定できよう (Liu et al., 2012)。また、ブラックホールのスピンについては、無次元のパラメーターを求める事によって、ブラックホールの周囲に特異点が発生しないとする宇宙検閲官仮説についての検証を行える可能性がある (Liu et al., 2012)。更には、ブラックホールの四重極モーメントの測

定によって、ブラックホールは質量、スピン、電荷のみで記述できるとする無毛定理の検証も行える可能性がある (Wex & Kopeikin, 1999; Liu et al., 2012)。

一方、上記の測定結果によって、天の川中心の環境を調べる上で重要な貢献ができる。まず、パルサーを用いたブラックホール質量はブラックホールの距離によらずに決定できるので、10 マイクロ秒角の精度を出せる位置天文学観測結果と組み合わせると、ブラックホールが存在する天の川銀河中心までの距離 R_0 (現在約 8.3kpc と推定) を 1pc より良い精度で決定できるはずである。更に、ブラックホールのスピン量が測定できる事により、現在、実際に撮像を試みているブラックホールの影の形を説明できよう。一方、天の川銀河中心にある個々のパルサーを気象観測局の様に使用して、天の川銀河中心の自由電子、磁場、スキヤッタリングの極限状態の環境の測定ができる。

天の川銀河中心のパルサーは、本当に存在するのであろうか。現在でも星生成が続いている事、パルサーの元になるウォルフレイエ星や大質量星の存在、中心の数 pc 内に厚い星でできた円盤や若い大質量星が存在する事、X線連星システムがチャンドラ衛星により予想より多く存在している事が見つかった事などから天の川中心には多くの中性子星が存在すると考えられている (Johnston, et al., 2006; Lazio & Cordes, 2008; Deneva, Cordes & Lazio, 2009)。実際、フェルミ衛星により、天の川銀河中心付近にはパルサー状点源が少なくとも見つかった (Frail et al., 2016; Bhakta et al., 2017)。また、パルサー風星雲が存在する事や、GeV ガンマー線放射を説明する為には、中心の星団にミリ秒パルサーが多数ある必要がある。多波長の観測により、中心 1pc 以内に 1000 個程度のパルサーがあるという推定がされている (Wharton et al., 2012)。

以上の間接的な証拠により多数のパルサーが天の川銀河中心に存在すると考えられるが、実際に見つける事は簡単ではない。その理由は、天の川銀河中心は、電波の散乱が大きいためである。これまで、多くのパルサーサーチが行われてきている。散乱のため、より高い周波数での観測が必要である。これまで、天の川銀河中心付近の 0.5 度 (距離 8.3kpc を仮定すると約 70pc に相当) の領域をエッフェルグベルグ 100m 電波望遠鏡により 10.55GHz でサーベイが行われ、これまで 6 つのパルサーまたはマグネターが見つかった。特に、マグネター PSR1745-2900 は、SgrA* と 3 秒角 (0.1pc に相当) のズレしかなく、天の川銀河中心に近い可能性がある。しかし、これでも、ブラックホールの物理量を測定するには十分な近さではない。今後、より周波数が高いパルサーの探査を行い、見つければ、それを使って研究が進むであろう。

5.2.3 SKA による重力波天文学

SKA のパルサータイミングによる重力波検出のメインターゲットは巨大ブラックホール連星からの重力波である。パルサータイミングの周波数帯 (10^{-9} から 10^{-7} Hz) で観測できるブラックホール連星の質量は典型的に太陽質量の 10^8 から 10^9 倍と非常に重く、銀河中心にあるような連星であると考えられる (Ravi, et al., 2012; Sesana, et al., 2004; Sesana, 2013b)。また、この周波数帯の重力波を放つ連星は数ヶ月から数年で一周するような軌道を持ち、合体まで長い時間がかかるため、我々が観測するのは軌道周期がほとんど変化しない連星からの単一の周波数の重力波である。このような連星は宇宙に数多く存在するため、様々な方向からやってきた重力波は重なり合って背景重力波を形成する。銀河の分布には偏りがあることから、この背景重力波は非等方成分を持つと考えられる。

近年、パルサータイミングのデータ解析を工夫してこの重力波の非等方成分を取り出す方法が精力的に研究されている。SKA1-MID の場合、数十度もしくは数度程度の角分解能で強い重力

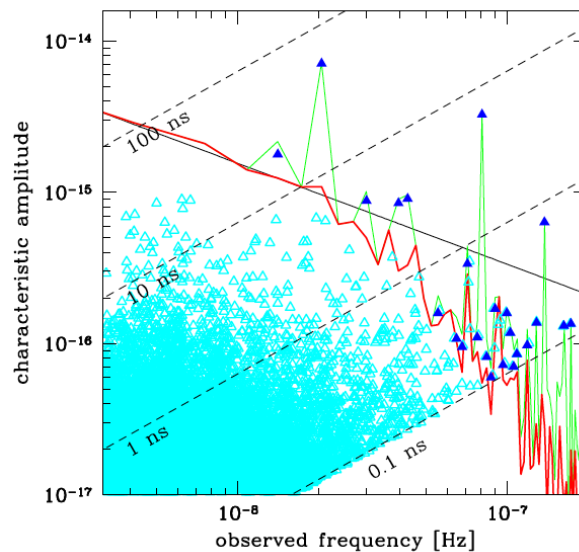


図 5.4: シミュレーションにより生成された巨大ブラックホール連星からの重力波 Sesana (2013a)。縦軸は重力波の強度、横軸は周波数。点線はノイズの大きさを変えたときのパルサータイミングの感度を表す。水色の点は個々の連星からの重力波を表し、緑色の線がすべて足し合わされた背景重力波のスペクトル。青色の点は波源の特定ができる可能性のある連星で赤線はそれらを取り除いたときの背景重力波のスペクトル。

波が来る方向を特定することができる。さらに SKA2 ならば数分角まで分解能を上げることができるため、電磁波対応天体を見つけることで波源の母銀河を特定することが可能になると期待される (Soares-Santos, et al., 2017)。波源の位置の特定ができると低赤方偏移のブラックホール連星の分布を知ることができると共に、高赤方偏移の連星で形成される背景重力波の等方成分を取り出すことができる。背景重力波の強度はブラックホールがどのように成長し、合体してきたかに大きく依るため、これによって銀河形成史に制限をつけることが可能になる。

この角度分解能の大幅な向上を可能にするのは年周視差を使った精密な地球とパルサー間の距離測定である。重力波によるパルス間隔の変化は通常、地球の位置変化による“earth term”とパルサーの位置変化による“pulsar term”の足し合わせの形で書かれ、分離することができない pulsar term は個々のパルサーによって異なる一方、earth term は観測するパルサーに依らず同じであることから、通常のデータ解析では複数のパルサー間の相関を取ることで earth term だけを取り出す作業を行う。SKA2 で可能になる地球とパルサー間の精密な距離測定は、データ解析上ノイズとして寄与する pulsar term の情報として使うことができ、これが角度分解能の向上につながる (Lee, et al., 2011; Boyle & Pen, 2012)。

さらに earth term と pulsar term の分離によって、重力波の時間変化を測ることも可能になる。パルサータイミングに使われるパルサーは 1000 光年を超える距離のものもあり、遠く離れた地球とパルサーは異なる時刻に重力波源から放出された重力波の影響を受ける。つまり、異なる時刻の重力波の情報を持つ earth term と pulsar term を独立に測ることで、重力波の時間進化を 1000 年のオーダーで知ることが可能になる。こうして通常のパルサータイミングの 10 年オーダーの観測では測れない重力波の周波数の時間変化を調べることで、ブラックホール連星の質量を正確に決めることができるだけでなく、ブラックホールのスピンを測ることも可能になる。

また、パルサータイミングによる重力波の検出は一般相対論の検証にも役立つ。一般相対論では重力波の偏光モードは2つ（+と×モード）であるが、重力理論が変更されると偏光は最大で6（+と×に加えてスカラーモードが2つ、ベクトルモードが2つ）まで増えることが知られている (Eardley, Lee & Lightman, 1973)。偏光モードの数は重力理論の修正のされ方によって決まる。異なる偏光モードの重力波は空間の歪め方が異なり、全方向のパルサーのパルス間隔の変化を比べたときに重力波による歪みの空間的なパターンが異なる。そのため、データ解析においてスカラーモードやベクトルモードの歪みのパターンが存在するか検証することで、重力理論の検証が可能である。また、重力波の速度が異なる場合も歪みのパターンが変更を受けるため、同様の方法で重力子が質量を持つ理論を検証することも可能である。

最後に、パルサータイミング実験は初期宇宙理論の検証にも役立つ。中でも大きな振幅の重力波を予言するのが、宇宙相転移や超弦理論から予言される1次元の位相欠陥「宇宙ひも」である。宇宙ひもは非常に重く相対論的な速度で運動するため、強い重力波を放出する。高赤方偏移において宇宙ひもから放出された重力波は背景重力波を形成し、我々の近くで放出されたものは重力波バーストとして観測される。背景重力波の強度やバーストの頻度分布は宇宙ひもの線密度や数分布に依存し、そこから初期宇宙の理論の情報につなげることができる (Sanidas et al., 2012; Arzoumanian, et al., 2018; Yonemaru et al., 2020)。例えば重力波の強度を決める線密度は宇宙ひも生成時の宇宙のエネルギースケールに対応するため、パルサータイミングから重力波に制限がつくことで宇宙ひもを予言する理論のエネルギースケールに制限を与えることができる (Kibble, 1976; Vilenkin & Shellard, 1994)。また、宇宙ひもの他にも振幅の大きい背景重力波を予言する初期宇宙理論は様々なものが存在する。そういった理論の検証にとって重力波強度に強い制限を与えることができるパルサータイミング実験は重要である。

なお、これら宇宙論起源の背景重力波は巨大ブラックホール連星からの重力波とはスペクトルの周波数依存性が異なる。よって背景重力波の起源を特定するには周波数依存性を精度よく測ることが必要になる。そのためには高い感度での重力波検出が必要であるが、SKAの感度ならば巨大ブラックホール連星起源の背景重力波の周波数依存性を十分な精度で測り、起源の特定が可能であると理論的に見積もられている。

5.2.4 Tests of Gravity with Pulsars (パルサーによる重力理論の検証)

パルサーは、極めて正確に一定の周期でパルス波を放出することが知られているが、実際に我々が観測するパルス波の到着時刻は一定ではない。もっとも単純には、観測者である我々に対してパルサーが運動していると、パルサーが静止している場合と比べてその到着時刻には差異が生じてくる。パルサーの到着時刻を前後させる要因としては様々なものが考えられるが、大別して

- (1) パルサーのニュートン力学的な運動に起因するもの
- (2) パルサーと我々の間に介在する星間物質による影響など、宇宙物理学的起源を持つもの
- (3) 一般相対論的な重力による効果

などが考えられる。実際に観測されるパルス波の到着時刻のずれから(1)や(2)の効果を差し引くことができれば、(3)の重力の効果に起因するずれのみが残り、それをういてパルスが放出された場所などの時空の情報を抜き出すことができる。パルサーを用いた重力理論の検証は、それら抜き出された時空の情報をもとに、重力理論の検証を行おうというものである。

パルス波の到着時刻を予想する公式は、「Time of Arrival 公式」、通称「TOA 公式」と呼ばれて

いる。以下ではこの公式について、特に (1) と (3) に起因する効果に注目して詳しく述べていく。(2) に起因する影響は独立に扱うことができるので、以下では特に触れない。

パルサーが BH のまわりを公転しているとしよう。BH のまわりのパルサーの運動は第 0 近似、両者の重心系に対するケプラー運動でよく記述されると期待される。ケプラー運動は軌道周期や離心率など、5 つのパラメータ (以下 K パラメータ) を用いて特徴づけられる。しかしながら、実際の運動は厳密なケプラー運動で記述されるわけではなく、それらからのずれを考慮する必要がある。例えば重力波の放出により系からエネルギーが抜き取られると、公転周期が小さくなることが期待される。そこで、それらケプラー運動からのずれを特徴づけ、パルサーの運動を複数のパラメータを用いて定式化したのが、Parametrized-Post-Keplerian (PPK) フォーマリズムと呼ばれるものである。特に、軌道周期の変化率など、ケプラー運動からのずれを特徴づける 12 のパラメータを、Post-Keplerian (PK) パラメータと呼ぶ。PPK フォーマリズムにおいてパルサーの運動は、5 個の K パラメータと 12 個の PK パラメータ、合わせて 17 個のパラメータを用いて完全に記述されることになる。つまり、パルス波の到着時刻をこれら 17 個のパラメータの関数として与えることができ、その公式が TOA 公式である。

ここで重要なことは、PPK フォーマリズムはケプラー運動からのずれを、背景にある重力理論を仮定することなく一般的に特徴づけている点である。つまり、TOA 公式は完全に現象論的に作られた公式であり、そこに現れるパラメータは、観測されるパルス周期のみで原理的には完全に決定され得る。一方で、ひとたび重力理論を指定してやると、その重力理論に基づいて PK パラメータを求めるための方程式が得られる。5 つの K パラメータ (P_K) とパルサー質量 (m_{pul})、BH の質量 (m_{BH}) がわかれば、その方程式を解くことによって、PK パラメータの値を理論的に予想する事もできる。つまり、式で書くと

$$P_{\text{PK}}^i = f_{\text{theory}}(P_K, m_{\text{pul}}, m_{\text{BH}}), \quad (i = 1, 2, \dots, 12) \quad (5.8)$$

という具合である。ここで、 P_{PK}^i は i 番目の PK パラメータを表す。この理論的予測と観測結果を比べることによって、重力理論の検証が可能となる。

それではここで、具体的にどのように重力理論の検証が行われるか、一つの例を紹介しておこう。簡単のために、 K パラメータがパルス波の観測と TOA 公式から精密に決定されているとする。上で説明したように、ある重力理論を仮定すると、観測によって決められた K パラメータ ($P_{K,\text{obs}}$) とパルサー・BH の質量 ($m_{\text{pul}}, m_{\text{BH}}$) を用いて、全ての PK パラメータの値を理論的に予測することができる。これは逆に、1 つの PK パラメータ P_{PK}^1 を TOA 公式と観測とを比べることによって読み取ることができれば、(5.8) 式に従って m_{pul} と m_{BH} の間に 1 つの関係式が与えられることを意味する。各々の PK パラメータは TOA 公式において独立に寄与するので、別の PK パラメータを考えることにより、もう 1 つ独立な関係式を導くことが可能になる。つまり、観測結果から読み取ることのできる PK パラメータの数だけ、観測精度の範囲内で m_{pul} と m_{BH} の間に独立な関係を付けることができるのである。両者の質量を座標軸とするダイアグラムに、これらの関係を表す曲線を描いたのが図 5.5 である。この図において、全ての曲線が一点で交われば、それは質量を決めるのに用いた重力理論が正しい理論であることを意味する。一方、新たな別の交点があまれば、それは質量の算出に用いた重力理論が正しくないことを示唆し、その重力理論を棄却することができる。

上で述べたように、PPK フォーマリズムを用いた重力理論の検証法は極めて汎用性の高い方法であり、連星系の運動とパルス波の伝播とを予言可能な重力理論であれば、どのような理論も検証が可能である。SKA で観測される連星系パルサーを用いて、このような重力理論の検証を行うことが、国際 SKA が目指しているサイエンスの一つである。

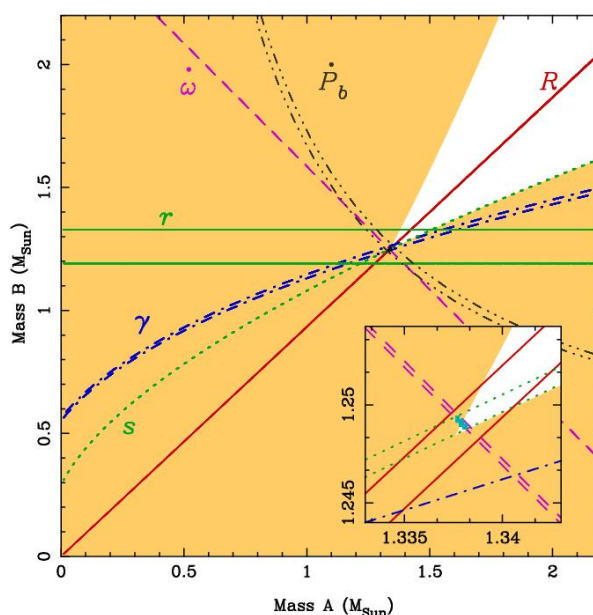


図 5.5: ケプラーと Post-Keplerian パラメータを用いて描かれる連星の質量ダイアグラム (Kramer et al., 2006)。

5.2.5 パルサー磁気圏

Introduction

SKA を用いることで3万個ものパルサーが見つかり、これまで感度不足のために分からなかった多くの情報を得ることが出来るようになる。パルサー磁気圏の観測ではパルサーの幾何学形状を解析を行い、それにより放出される重力波の大きさを推定することも出来るようになることが期待される。

重力波の検出は SKA の主なターゲットの一つである。だが、現在パルサーを用いた重力波の観測に用いることの出来るパルサーの数は極めて少ない。まずは銀河全体に散らばる観測可能なパルサーの数を増やして、電波パルサー、X線パルサーやマグネターに分類し、銀河内のパルサーの三次元的分布図を描き出すこと、さらに、パルサー毎に放射の特徴も異なるためパルサーそれぞれの電波ビームの3次元構造を観測することが必要である。

50MHz からガンマ線の全ての波長における高感度観測によってパルサー磁気圏のマッピングを行ったり、最新のまたたきをイメージングする技術を駆使するとパルサー磁気圏の将来までも推定することが出来る。

観測によって得られるパルサーからの信号の強度や偏光は必ずパルサー磁気圏を伝搬しその影響を受ける。このことからパルサーの放射過程や幾何学形状を推定し、さらには回転軸の方向を決定し固有運動の方向との一致具合によって超新星爆発時のキックの様子を理解したりパルサー自身の特性と超新星残骸の形状、組成などの関連や生まれた時の自転速度や磁場の決まり方を議論することも出来る。

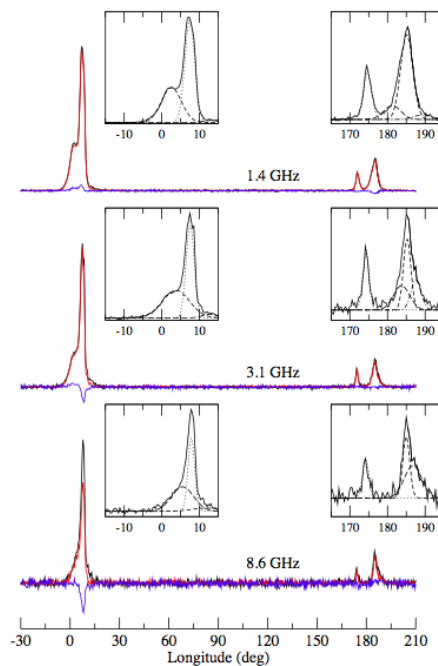


図 5.6: PSR B0906 - 49 の直線偏波 (赤) と円偏波 (青) のプロフィール (Kramer & Johnston, 2008)。

幾何学的構造

パルサーの幾何学的構造やビーム形状は高時間分解能、高感度の観測によって決定することが出来る。実際、PSR B0906-49 の幾何学的構造は図 5.6 に示すように高時間分解能の精密な観測によって推定されている (Kramer & Johnston, 2008)。また、1.4GHz と 3.1GHz、8.6GHz での偏光観測も行われていて、どのような放射が行われているか、またパルサー自身からどの程度の距離で放射が行われているか推定することで放射のメカニズムを決定することが出来る。

電波ビームの 3 次元構造の磁気圏伝搬による変化を取り除くことで放射メカニズムの基礎的な特徴を理解することができ、そこからの放射のスペクトルをみることでスペクトラルインデックス α や標準偏差 σ の値を特定し population synthesis model の正確な構築に寄与出来る。Bates et al. (2013) は PSR B1823-13 の観測を行い、スペクトルインデックス $\alpha=-1.41$ 、標準偏差 $\sigma=0.96$ と値を定めている。さらに、歳差運動などの非対称性によっても幾何学構造や電波ビームの 3 次元構造に制限を与えることが出来る。

パルサー同士の連星では、一方のパルサーの放射が他方のパルサーの磁気圏を通り抜けることを利用して、磁気圏のプラズマの構造を直接探査することが可能になる。実際に、PSR J0737-3039A/B 系ではプラズマ密度が非常に高く、パルサー周りのプラズマ領域はパルサーの磁気圧等から推定される半径よりも 2 倍小さくなることが推定された (Breton et al., 2012)。SKA によってより多くのパルサー同士の連星が発見されることでパルサー磁気圏のトモグラフィーをすることができ、よりパルサーの構造に迫れることも期待されている。

ミリ秒パルサー

ミリ秒パルサーの放射ビームの構造やパルス間の現象についての理解はまだ出来ていない。正確なタイミング観測が必要である。最近の研究でミリ秒パルサーの個々のパルス放射はタイミング観測の安定性に制限を与えることが分かっている (Osłowski et al., 2014)。一般に、個々のパルスの研究は電波放射機構の特定にとって非常に大切である。

磁気圏の状態遷移

パルサーの中にはさまざまタイムスケールでパルス放射を行ったりやめたりするパルサーがある。電波放射のオン/オフやモード変化とスピンドアウン率 (つまりは、磁気圏電流) の変化が関連していることがわかりつつある。この変化のきっかけは未だ良く分かっていないが磁気圏にいくつかの準安定状態があり状態間の遷移が起こっていると考えられている。放射のオン/オフのスイッチのきっかけやパルス周期の変動 (timing residuals) の観測 (これによって磁気圏電流変化が分かる) には SKA による 2 週間に 1 回 48 時間のパルサーセッションの長い期間のモニタリングが必要である。これらのデータと日本の得意な X 線観測と同時観測に依って比較することでパルサー磁気圏現象の理解が一段と深まると予想される。

5.2.6 Structure and the Magnetoionic Interstellar Medium

パルサーからの電波を用いるとパルサー自身はもとより、星間物質 (ISM) に関して、特に、1) 熱的自由電子の分布やその乱流的性質、2) 磁場構造について調べることができる。?) によると、SKA では ~ 10000 個程度のパルサーが観測されると算出されている。現在観測されている ~ 1000 個に比べて飛躍的に増加するパルサーの電波を用いることで星間物質の構造がより詳細に明らかになると期待される。

電子分布モデルの精密化について

銀河系内自由電子の空間分布モデルとして NE2001 がある (Cordes & Lazio, 2002)。これは電波に加え可視光、X 線の観測を元に作られた詳細な電子密度の空間分布である。

電波が伝播してくる空間の平均電子密度を反映した観測量が、電子密度の視線に沿った積分量 DM である。これは、パルス到達時刻の周波数による違いから得られる。SKA によって、距離が独立に決定されるパルサーが増えると、太陽 - パルサー間の平均電子密度がわかり、銀河系電子密度分布モデルをより精密にすることができる。これにより、距離が不明のパルサーについて、DM からより精度の高い距離の制限を得ることができる。

星間ガスの乱流構造について

前節で述べたように、パルサーからの電波パルスは ISM による散乱を受け、低周波ほどパルス幅が広がってしまう。この pulse broadening と呼ばれる現象のタイムスケールは基本的に周波数に依存し、電子密度分布がコルモゴロフ・スケーリング則に従う場合、 $\tau \propto \nu^{-4.4}$ と表される。また、この τ は DM にも依存することが観測されており、 $\tau \propto DM^{2.2}$ となる (Romani et al., 1986)。一方、これからずれた観測報告もあり、電子密度揺らぎがコルモゴロフ・スケーリング則に従わな

い例かもしれない (Bhat et al., 2004)。この様な Pulse broadening の詳細な観測が多く行われると、電子密度揺らぎの乱流的性質について詳しく議論できるようになる。

Dynamical Spectrum は、パルス電波強度を時間 - 周波数 ($t - \nu$) 面で見えたものである。これを解析することで、散乱体である電子密度揺らぎのサイズや速度について知ることができる。さらに、 (ν, t) をフーリエ変換した (f_ν, f_t) 面で表した secondary spectrum は散乱体の位置について制限することができる (Stinebring, 2006)。secondary spectrum は、 $f_\nu = a f_t^2$ の特徴的な構造を示す。係数 a は、 $a = (s/(1-s))(\lambda^2 D)/(2c\mu^2)$ で表される、ここで、 μ はパルサーの固有運動を表し、 $s = (\text{パルサーから散乱体までの距離})/(\text{観測者から散乱体までの距離})$ である。したがって、観測される secondary spectrum から a を得ることで、散乱体の位置を知ることができる。高精度な時間分解・周波数分解の観測をすることで、散乱体である電子密度揺らぎの空間分布が決まると考えられる。

DM の時間変動も観測されており、これは、視線上に分布する電子密度の揺らぎが時間的に変化しているからだと解釈されている。変動量としては、 $dDM/dt \sim 10^{-5} - 10^{-3} [\text{cm}^{-3} \text{ pc/yr}]$ が得られており、これから、乱流のパワースペクトルや乱流の散逸スケールを予測することができる (You et al., 2007)。

銀河系の磁場構造について

円盤銀河が大局的磁場構造と乱流磁場を持つことが知られている。銀河系についても、系外電波源やパルサーのファラデー回転量 RM を用いて、磁場構造の解析が行われてきた。系外電波源の RM には電波源固有の磁場、銀河間空間の磁場からの寄与が含まれる。一方、パルサーの場合それらの寄与はなく、パルサーの RM を用いるのは磁場構造の解明に適している。また、RM は視線方向の磁場と電子密度の積の視線積分量、DM は電子密度の視線積分量であることから、星間磁場の視線成分の平均強度を評価することができ、 $\langle B_{\parallel} \rangle = 1.232 \text{RM}/\text{DM} [\mu\text{G}]$ と表される。

Han et al. (2006) は、銀河系のスパイラルアームとインターアームの視線磁場について議論した。アームやインターアームに接する視線方向の複数のパルサーについて、RM の DM に対する勾配を調べることで、視線磁場強度が評価できる、 $\langle B_{\parallel} \rangle = 1.232 \Delta \text{RM}/\Delta \text{DM} [\mu\text{G}]$ 、ここで ΔRM は RM の差、 ΔDM は DM の差である。その結果、アームとインターアームで磁場方向が反転する可能性を示している (同様の解析による最新の結果は Han et al. (2018))。

SKA1、SKA2 により 1 万を超えるパルサーが発見され、それらについて高いスペクトル分解能力で高精度の RM が測定されることで、銀河系の大局磁場構造の詳細が明らかになると考えられる。さらに、小スケールの磁場構造についても以下のような進展が考えられる。同一視線上で、HII 領域や超新星残骸 (SNR) の前景にあるパルサーと背景にあるパルサーの RM の違いを調べることで HII 領域や SNR の磁場の影響を調べることができる。より長い距離を伝播して観測される系外電波源の RM とそれらの前景にあるパルサー RM を比較することでも同様の研究が可能である。また、RM の構造関数等も用いて行われる乱流磁場成分のエネルギーパワースペクトルについても、より広い波数範囲で決定されると考えられる。

5.3 日本のサイエンス

5.3.1 パルサーサーチの新手法

通常のパルサーサーチは、ブラインドサーベイによって行われる。ブラインドサーベイとは特定の候補天体に望遠鏡を向けるのではなく、任意の領域を観測してそこにパルス信号があるかどうか

かを判別する方法である。これまで Parkes 望遠鏡による Parkes Multi-beam Pulsar Survey (PMPS; Manchester et al., 2001) や Abecibo 望遠鏡による Pulsar Arecibo L-band Feed Array (PALFA) survey (Cordes et al., 2006) などが行われ、2016 年に稼働を始めた中国の FAST 望遠鏡は、3 年間のブラインドサーベイで 93 個の新たなパルサーを発見した (e.g. Qian et al., 2019)。ただ、パルサーは一般的に暗く長時間 (1 beam あたり 30 分程度) の観測が必要であり、また、幅のせまいパルスを検出しなければならないため、高い時間分解能で解析を行う必要があることからパルサーサーチにかかる時間や計算コストは非常に大きいものになってしまう。

そこで、我々は既存の電波連続波サーベイカタログを用いてあらかじめ有力なパルサー候補を選定するという手法を提唱した (Kumamoto et al., in prep.)。本研究では、TIFR GMRT Sky Survey (TGSS; Intema et al., 2017, 147MHz) と NRAO VLA Sky Survey (NVSS; Condon et al., 1998, 1.4GHz) の 2 つのカタログを使用した。これら 2 つのカタログでクロスマッチする (共通の位置にある) 天体を同一天体とみなし (Gasperin et al., 2018, Gasperin カタログ;), さらに、Gasperin カタログと ATNF pulsar catalogue (Manchester et al., 2005)、Million Quasar (MILLIQUAS) catalog (Flesch, 2015) でクロスマッチする天体をそれぞれ既知のパルサー、非パルサー天体とした。また、パルサーのスペクトルのべき (傾き) はクエーサーや電波銀河に比べて急である (スペクトル指数が小さい) という事、パルサーは半径 10 km 程度の天体で他の天体より明らかにコンパクトであるということから、パルサーを選定する指標として 2 つのカタログのフラックスから求められるスペクトル指数とビーム内のピークフラックス/トータルフラックスで与えられるコンパクトネスを採用した。

パルサー選定の基準を決めるにあたり、あるスペクトル指数以下、かつ、あるコンパクトネス以上となる全天体中の既知パルサーの割合 (以後、パルサー率と呼ぶ) を考える。このパルサー率が高くなるようなスペクトル指数とコンパクトネスが適切な選定の基準となる。図 5.7 に Gasperin カタログのパルサー率を示す。選定の基準をそれぞれスペクトル指数を -2.1 以下、コンパクトネスを 0.8 以上とすると、パルサー率は $17/87$ となり (非パルサー天体数は 0)、70 個のパルサー候補が得られる。Parkes 望遠鏡で観測可能な位置にある候補は 41 個だが、このうち 4 つの候補がすでに (Frail et al., 2016, 2017; Bhakta et al., 2017) によりパルサーだと同定されており、現在、我々は残りの候補の観測・解析を行なっている。

さらに我々は、パルサー候補の選定にニューラルネットワーク (ANN) を導入した (Yonemaru et al., 2019)。パルサーは銀河面に集中しているが、一方で遠方の銀河やクエーサーなどは一様に分布しているということから ANN の入力にはスペクトル指数とコンパクトネスに加え、天球面上での位置も使用した。ANN のメリットは、適切な選定基準を自動的に決めることができることとパラメーター間の (見えない) 相関を見つけ出すことができることである。本研究では、上記の既知のパルサーと非パルサー天体を教師データとして ANN を訓練し、Gasperin カタログ中の未同定天体をパルサー候補と非パルサー天体候補に分類した。ANN を適用した結果、上記の 37 個のパルサー候補を含む 2436 個のパルサー候補が得られたが、この候補数はあまりに多すぎるため全てをタイミング観測するのは現実的に不可能である。将来的には、直線偏光率やファラデー回転量 RM も ANN の入力として使用して候補数を絞る予定である。

5.3.2 パルサータイミングアレイによる重力波検出

パルサータイミングアレイ (pulsar timing array: PTA) の周波数帯で検証が可能な重力波波源の一つとして、宇宙ひもからの重力波が挙げられる。宇宙ひもは、初期宇宙の真空の相転移や、超弦理論に基づくインフレーションモデルから予言される一次元のひも状の位相欠陥である。宇宙

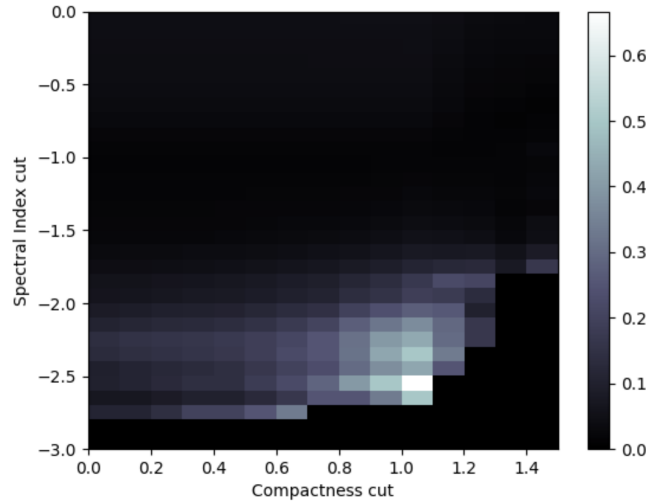


図 5.7: Gasperin カタログのパルサー率。縦軸と横軸はそれぞれスペクトル指数とコンパクトネスの選定基準を示す。

ひもは光を発しないため検証が難しく、現段階で観測的証拠はない。一方で重く光速に近い速度で運動する宇宙ひもは、強い重力波を放つため、今後は重力波実験が宇宙ひもの検証に役立つと期待されている。

これまで PTA を使った背景重力波に対する制限から、宇宙ひものパラメーターに対する制限が付けられてきた。一方で PTA は単一波源からの重力波バーストも探索することも可能であるが、これまで宇宙ひも起源の重力波バーストの探索は行われてこなかった。そこで我々はオーストラリアの Parkes PTA のチームと共同で、second Parkes PTA data release (PPTA DR2) を用いて、宇宙ひもからの単独重力波バーストの探索を行っている (Yonemaru et al., 2020)。

宇宙ひもはその運動によって重力波を放出するが、その中でも特にループ上に時々現れるカスプと呼ばれる光速で動く特異点が強い重力波を放出することが知られている。カスプから放出される重力波の強度は、宇宙ひもの線密度 (単位長さあたりのエネルギー) $G\mu$ や、ループのサイズ l によって特徴付けられる。フーリエ空間での重力波バーストの振幅はこれらのパラメーターを用いて

$$\tilde{h}(f) = \frac{G\mu l}{[(1+z)fl]^{1/3}r(z)f} \quad (5.9)$$

と表される (Damour & Vilnekin, 2000)。ここで、 f は重力波の周波数、 r は波源までの距離、 z は赤方偏移である。これをフーリエ変換することで、実時間の関数としての振幅が得られる。宇宙ひものカスプからの重力波バーストは直線偏光しており、偏光の方向をプラスモードと仮定するとその振幅は、

$$h_+(t) = \begin{cases} A \left[|t - t_0|^{1/3} - \left(\frac{1}{2}W\right)^{1/3} \right] & (t_0 - \frac{1}{2}W \leq t < t_0 + \frac{1}{2}W) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (5.10)$$

で与えられる。ここで、 t_0 はバーストの到来時刻、 W はバーストの継続時間を表す。継続時間はループサイズにより決まっており、 $W = 2l$ の関係を持つ。また、 A は重力波の振幅を決めるパラ

メーターで、

$$A = \left(\frac{1}{2}W\right)^{-1/3} h_+(t_0) = \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \Gamma\left(-\frac{1}{3}\right) \left(\frac{1}{2}W\right)^{-4/3} \tilde{h}(f_l \equiv (W/2)^{-1}) \quad (5.11)$$

と表される。

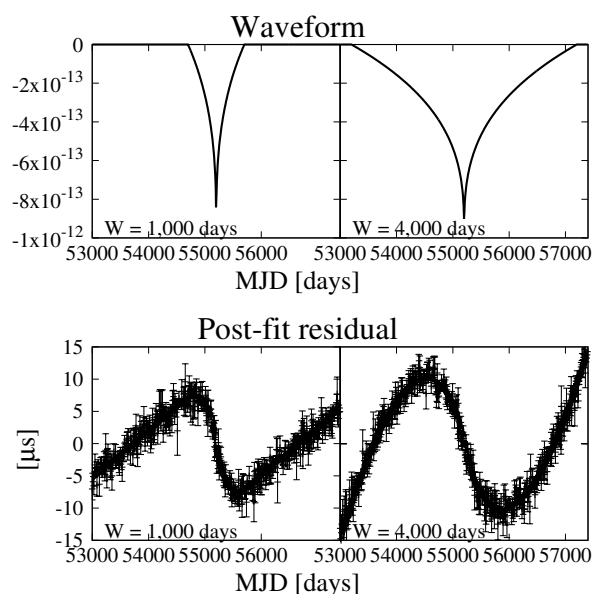


図 5.8: 宇宙ひも上のカスプからの重力波バーストの波形（上）と、post-fit 後の timing residual の形（下）。横軸は日付を表し、左が継続時間が 1000 日の場合、右が 4000 日の場合を表す。重力波の強度は $A = 10^{-12}(W/2)^{-1/3}$ を仮定した。

PTA の観測量である timing residual は、(5.10) 式を、(5.3) 式に代入することで得ることができる。図 5.8 に重力波バーストの形と、パルサーの回転率などのパラメーターをフィットした後の timing residual の形のシミュレーション例を示した。(5.10) 式からわかるように、宇宙ひもからの重力波バーストにより生じる timing residual は、 t_0 と W を与えれば、強度を除いて形が一意に決まる。我々は、この理論から予測される重力波の波形をテンプレートとして、このような波形の重力波バーストが存在するか調べるための、データ解析を行なった。

解析の結果、有意な重力波のシグナルは検出されなかったが、解析結果を用いて宇宙ひもからの重力波の振幅に対して上限を与え、さらにその制限を宇宙ひものパラメーター（線密度 $G\mu$ ）の制限に焼き直した。図 5.9 は、解析から得られた重力波の振幅 $h_+(t_0)$ への制限（左図）と、線密度 $G\mu$ に対する上限（右図）を表している。バーストの継続時間が長くなるほど制限が強くなっているが、これは timing residual が振幅の積分量であるため、継続時間が長いほど timing residual が大きくなり、観測しやすいためである。 $G\mu$ への制限に直すと、従来の背景重力波による制限に比べて弱い結果になったが、重力波バースト探索という全く独立な検証を行ったこと、またループサイズごとに制限を与えられたという観点ではユニークである（横軸の W はループサイズ $l = W/2$ に対応する）。将来的には SKA を用いると、重力波の振幅に対する感度が従来の PTA に比べてかなり良くなることが期待されており、それに伴って宇宙ひもの線密度 $G\mu$ に対しても、より強い制限を与えることができると期待される。

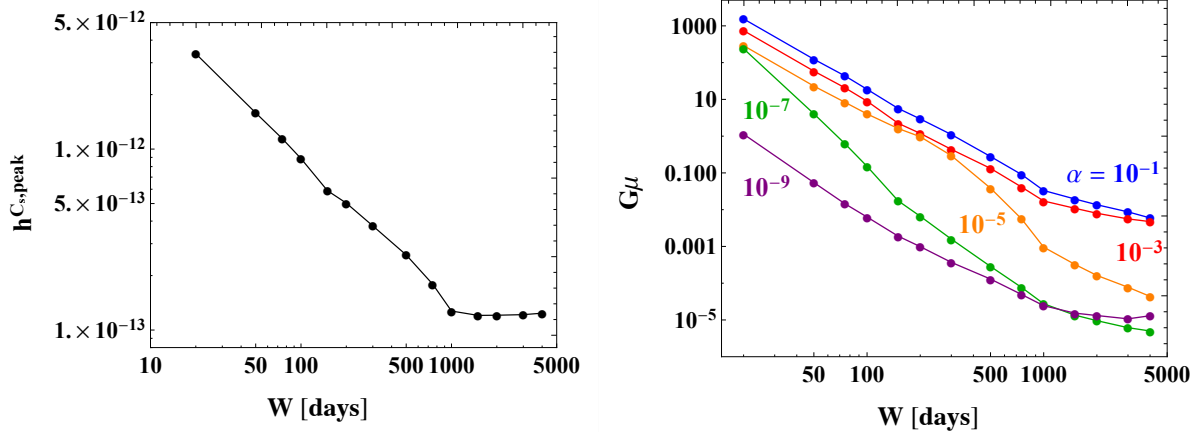


図 5.9: 重力波バーストの継続時間の関数としての振幅 $h_+(t_0)$ の上限 (左図) と、宇宙ひもの線密度 $G\mu$ (右図) に対する上限 (Yonemaru et al., 2020)。

5.3.3 パルサースピンドアウン率統計による超低周波重力波検出

パルサータイミングアレイでは周波数が 10^{-9} – 10^{-7} Hz の重力波が検出可能である。この周波数帯は、軌道半径ミリパーセクの超大質量ブラックホール (SMBH) 連星からの重力波に相当する。しかし、SMBH 連星の軌道半径がパーセク程度になると、重力波を放出し合体に至るまでに宇宙年齢を超える時間がかかるのではないかという問題 (final parsec problem) が提起されている (Lodato et al., 2009; Milosavljević & Merrit, 2001)。そのためこの問題を解決するために超低周波重力波の検出が重要となる。 10^{-9} Hz を下回る超低周波重力波 (10 年) では直線のように見え、パルサーのスピンドアウン率を持つ。そのため、パルサーのパラメータフィッティングに不利とされてきた。しかし、スピンドアウン率に対する相対的な位置に依存し、天球面上で四重極のパター

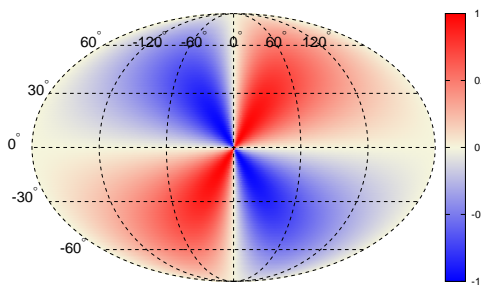


図 5.10: 天球面上でのアンテナパターン。波源は銀河中心方向に位置すると仮定している。

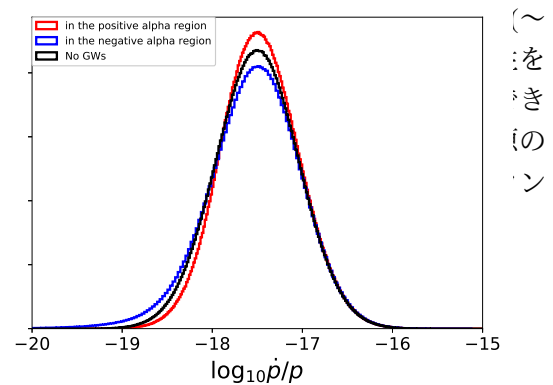


図 5.11: $\log_{10} \dot{p}/p$ の模式図。赤、青の線はそれぞれバイアスファクターの影響が正、負の領域での分布を示す。

率の統計的性質を利用することで超低周波重力波検出が可能となる (Yonemaru et al., 2016)。

超低周波重力波の場合、timing residual (r_{GW}) は以下のように書くことができる Detweiler (1979)。

$$r_{GW}(t) = \frac{1}{2} \sum_{A=+, \times} F^A(\hat{\Omega}, \hat{p})(1 - e^{2i\pi f_{GW}\tau}) \dot{h}_A t^2. \quad (5.12)$$

$\hat{\Omega}$ 、 \hat{p} はそれぞれパルサーの方向、重力波の到来方向であり、 θ は重力波の偏光角である。先にも述べたようにこの timing residual はスピンドウン率に吸収される。その結果、スピンドウン率は以下のように書ける。

$$\frac{\dot{P}}{P} = \frac{\dot{P}_0}{P} + \alpha(\hat{\Omega}, \hat{p}, \theta) \quad (5.13)$$

ここで α は以下のように書ける。

$$\alpha(\hat{\Omega}, \hat{p}, \theta) = \sum_{A=+, \times} F^A(\hat{\Omega}, \hat{p}) (1 - e^{2i\pi f_{GW}\tau}) \dot{h}_A \quad (5.14)$$

スピンドウン率はこの α にバイアスされることになる。ただし、複数の波源を考えた場合、天球面上での α のパターンが大変複雑になるため、このような重力波をこの手法で検出するのは非常に困難となる。スピンドウン率が α にバイアスされる際、パルサーの位置によって、正または負の影響を受ける (図 5.11)。この影響によるスピンドウン率の分布の変化を統計的に調べることで超低周波重力波の検出が可能となる。Hisano et al. (2019) では pulsar term を考慮したより現実的なシミュレーションを行い、検出感度の周波数、偏光角依存性を調べた。しかし、pulsar term を考慮するためにはパルサーまでの距離の情報が必要となる。そのため、Kumamoto et al. (2019) では pulsar term を無視できる比較的高周波域を考え、ATNF パルサーカタログ (Manchester et al., 2005) の 149 個のパルサーを用いて制限をつけている。SKA 時代に多くのパルサーが見つかることで、超低周波重力波がより強く制限され、SMBH 連星についてのより多くの情報を得ることができるようになる。

5.3.4 パルサータイミングアレイによるアクシオン探査

パルサータイミングアレイで検出可能なダークマター候補の粒子は、質量が 10^{-23} eV/ c^2 程度のアクシオンである。軽い擬スカラー場はアクシオンと呼ばれるが、ここでは、超弦理論のアクシオンについて述べる。超弦理論では、様々な質量のアクシオンが許されている。しかし、観測から、低い質量のアクシオンが制限されつつある。例えば、Lyman-alpha forest の観測から、アクシオンの質量が 10^{-22} eV/ c^2 以下ならば、ダークマターに占めるアクシオンの割合は 20% を下回ることが知られている (Kobayashi et al., 2017)。よって、パルサータイミングアレイで検出できるアクシオンには、比較的強い制限がある。現在、パルサータイミングアレイには、アクシオンを検出できるほどの感度はない。しかしながら、SKA によって感度が向上すれば、Lyman-alpha forest の制限に匹敵する制限が得られることが期待される。

他のダークマター候補にはないアクシオンの特徴として、質量が 10^{-23} eV/ c^2 程度ならば、コア・カスプ問題を解決できることが知られている (Hu et al., 2000)。コア・カスプ問題とは、ダークマターハローのエネルギー密度が、N 体シミュレーションと観測で一致しないという問題である。N 体シミュレーションでは、銀河中心に近づくにつれてエネルギー密度が増大するが、観測では、銀河中心で一定の値になる。アクシオンがコア・カスプ問題を解決できるのは、質量が非常に小さ

いため、ド・ブロイ波長（物質が波動性を示すようになるスケール）が銀河スケールになるからである。つまり、アクシオンは、銀河スケール程度に広がり、銀河中心に集まることができない。

2014年に、パルサータイミングアレイによって、アクシオンを検出できることが明らかになった (Khmelnitsky & Rubakov, 2014)。アクシオンには、圧力が振動する完全流体とみなせるという特徴がある。アクシオンの圧力の振動は、重力ポテンシャルの振動を引き起こし、重力ポテンシャルを通るパルスの到着時間を振動させる。このとき、timing residuals $s(t)$ は、次のように書ける。

$$s(t) = -\frac{1}{2\pi f} [\Psi_e \sin(2\pi ft + \alpha_e) - \Psi_p \sin(2\pi ft + \alpha_p - 2\pi fD)], \quad (5.15)$$

ここで、振動数は $f = mc^2/(\pi\hbar)$ 、 Ψ_e, Ψ_p は地球とパルサーの位置でのアクシオンによる重力ポテンシャル、 α_e, α_p は地球とパルサーの位置での位相、 D は地球からパルサーまでの距離である。アクシオンによる timing residuals は、重力波による timing residuals と同様に、一項目を earth term、二項目を pulsar term と呼ぶ。アクシオンは、重力波とは異なり、earth term と pulsar term の振動数は一致しているが、重力ポテンシャルはそれぞれの位置に依存したものになる。よって、多数のパルサーを観測することで得られる情報は、それぞれのパルサーの位置での重力ポテンシャルである。現在観測されているミリ秒パルサーは比較的地球に近いので、それらのパルサーにおける重力ポテンシャルは地球のそれとほぼ等しくなる。しかし、SKAによって、アクシオンが多いと考えられる銀河中心近くの、ミリ秒パルサーを観測できれば、pulsar term は非常に重要になる。

パルサータイミングアレイの観測データを用いて、アクシオンのエネルギー密度に制限が与えられている (Porayko & Postnov, 2014; Porayko et al., 2018; Kato & Soda, 2019)。先に述べたように現在のところ地球とパルサーの位置はあまり離れていないため、これらの解析では、earth term と pulsar term の重力ポテンシャルは等しいと仮定されている。図 5.12 は、アクシオンのエネルギー密度の上限である。黒線は Porayko et al. (2018) によって得られた上限、赤線は Kato & Soda (2019) によって得られた上限、緑線は全てのダークマターがアクシオンだった場合のエネルギー密度である。図を見ればわかるように、現在のパルサータイミングアレイで得られる制限は、予想されるエネルギー密度より一桁程度大きい。しかし、SKA では、感度が一桁以上向上することが期待されるので、ダークマターに占めるアクシオンの割合に 10% 程度より良い精度で制限を与えることが可能になる。

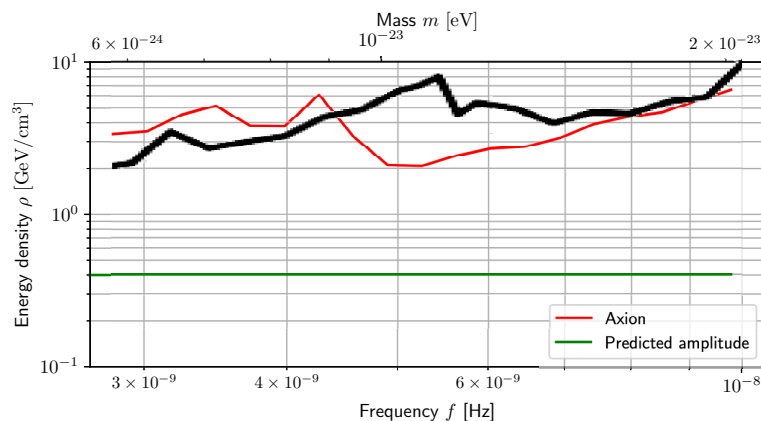


図 5.12: アクシオンのエネルギー密度の上限

5.3.5 パルサーによる重力理論の検証

パルサーを用いた重力理論の検証に関して日本が狙うサイエンスは、銀河系中心の巨大ブラックホールを用いた修正重力理論への制限である。そのために修正重力理論における回転するブラックホール解を具体的に構成することによってブラックホール (BH) の質量・角運動量 (スピン) と四重極、さらに一般に多極モーメントとの間の関係を明らかにする。第2節で詳しく述べたように、パルス波の到着時刻を予測する Time of Arrival 公式を用いると、パルス波の観測からパルサーが存在した場所の重力ポテンシャルなど、時空の情報を抜き出すことができる。これにより、SKA を用いて銀河系中心に存在する巨大ブラックホールの質量やスピン、四重極の値などを、誤差の範囲で観測的に決めることができる。

アインシュタインの一般相対論においてはブラックホールの無毛定理が存在し、定常で軸対称な電荷をもたないブラックホールは、質量とスピンの二つのパラメータのみで記述されることが知られている。それゆえ、アインシュタインの重力法則に従うブラックホール時空における多極モーメントは全て、ブラックホールの質量とスピンを用いて完全に記述されることになる。

しかし修正重力理論においては無毛定理は一般には成り立たない。つまり、修正重力理論に含まれる理論パラメータが、多極モーメントの関係式の中に現れることが期待される。したがって、観測的に得られた質量やスピン、四重極の情報から、理論パラメータに制限を与えることが可能となる。このような検証を行うためにはまず、修正重力理論におけるブラックホール時空の多極モーメントの理論的予想を明らかにする必要がある。その上で SKA で観測的に得られる多極モーメントの値との比較を行い、重力理論に対しどのような制限が与えられるかを具体的に明らかにする研究が必要となる。このような研究が我々が狙うサイエンスであり、以下では、本研究において主な対象とする修正重力理論を具体的に紹介していく。

まず、代表的な修正重力理論の1つとして、 $f(R)$ 重力理論が挙げられる (De Felice & Tsujikawa, 2010)。一般相対論においては、重力場のラグランジアンは四次元リッチスカラー (R) の線形な項で表されるが、 $f(R)$ 重力理論におけるそれはリッチスカラーの非線形な関数で与えられる。例えば単純なモデルとして、 $f(R) = R + R^2$ などが考えられるが、この場合重力が修正された効果により宇宙の加速膨張が引き起こされ、宇宙の極初期に起こったインフレーションや現在の宇宙の加速膨張を説明する手立てとして用いられることもある。

一方、 $f(R)$ 重力理論は共形変換と呼ばれる計量場の変換を行うことにより、アインシュタイン重力にスカラー場が結合した系として表されることが知られている。これは、もともと R の任意関数で表された重力場の自由度が、数学的には全く等価にスカラー場の自由度として記述されうることを意味する。 $f(R)$ 重力理論を含む、スカラー場と計量場で記述される理論はスカラー・テンソル理論と呼ばれ、修正重力理論において大きな位置を占めている。その中でも特に、場の運動方程式が二階微分方程式で与えられるようなスカラー・テンソル理論は Horndeski 理論 (Horndeski, 1974) と呼ばれ、近年大変盛んに理論研究が行われている (De Felice et al., 2011; Nishizawa, 2018)。ここで系が二階微分方程式に従うという条件は、理論のユニタリー性を保つ、もしくはゴースト不安定性を排除し、健全な理論を得るために課されるものである。Horndeski 理論は上記の性質を満たす全てのモデルを内包しており、この理論の解析を行う事により、そのような理論の理論的予想を系統的に調べることができる。

スカラー・テンソル理論の他に、近年特に注目を集めている修正重力理論として、Massive 重力理論が挙げられる。アインシュタインの一般相対論は、質量を持たないスピン2の場の理論と捉えることができるが、スピン2の場が質量を持つような理論を Massive 重力理論と呼ぶ。しかしスピン2の場に質量を与えようとすると様々な不安定性が現れることが長年の懸案であった。ご

く最近その問題を解決する新しい重力場の作用が発見され、提案者らの頭文字をとって dRGT 重力理論と名付けられている (de Rham & Gabadadze, 2010)。この理論は現在のところスピン 2 の場に質量を与える唯一のモデルとして知られている。Horndeski 理論と同様に、その宇宙論的応用やブラックホール解などを中心に、現在活発に研究が進められている (Gumrukcuoglu et al., 2011; Koyama et al., 2011)。

本研究では、特に Horndeski 理論と dRGT 重力理論に注目し、研究を進めていく予定である。具体的な研究内容としては、両理論における回転するブラックホール (BH) 解を具体的に構成し、その解をもとに BH の質量・スピンと四重極、そして多極モーメントとの間の関係を明らかにし、SKA を用いたパルサーからのパルス波の観測により重力理論に対しどのような制限が与えられるかを明らかにする。

5.3.6 パルサー磁気圏

パルサー磁気圏での電磁カスケード現象により生成するプラズマの数やエネルギー変換の効率の解明には、その結果としてのプラズマのエネルギー分布関数の情報が必要となる。しかし、パルス放射が明るい天体はパルサーから十分離れた領域からの放射が支配的な天体が多く、パルサー近傍のプラズマのエネルギー分布はほとんど制限されていない。パルサー近傍が放射領域であることが確立しているのは、輝度の高いコヒーレントな電波放射である。したがって、電波放射を説明し得るプラズマ不安定やプラズマ波動を特定することができれば、それを実現しうるプラズマのエネルギー分布関数を観測データから制限できる。

パルサーからの電波パルスの放射機構はパルサー発見以来の未解決問題である。理解を困難にしている理由の一つとして、磁気圏においてどのようなプラズマのエネルギー分布関数が実現されているかがわからないことが挙げられる。エネルギー分布関数を得るには、プラズマの加速やガンマ線放射、電子陽電子の対生成を取り入れ、かつプラズマが作る電磁場が背景の電磁場と同程度であることからプラズマの運動と電磁場の時間発展を同時に計算するプラズマ粒子シミュレーションが必要になる。ようやく最近になり、このようなプラズマ粒子シミュレーションが行われ始めた。その結果として、電波放射の起源になる可能性のあるプラズマ不安定やプラズマ波動が報告されつつある。

本研究では、存在が確立したパルサーから離れた領域に存在する粒子加速領域が、パルサー近傍での電磁カスケードにどのような影響を及ぼすかに注目して研究を進めていく予定である。外側の領域で加速や生成されたプラズマの一部はパルサーの方向に流れ込むはずであり、パルサー近傍から流出するプラズマとの相互作用やそこでの電磁カスケードに影響すると考えられる。パルスの波形の観測データと理論モデルの再現性から粒子生成領域の位置を、ガンマ線から可視光までのスペクトルの観測データから生成した粒子数とそのエネルギー分布を制限する。そして得られた制限の範囲に対してパルサー近傍でのプラズマ不安定などの条件をプラズマ粒子シミュレーションにより調査することで、実現しうるコヒーレントな電波放射機構を明らかにする。結果から、将来的に SKA で得られる精度の高い観測データで検証を可能にすることを目指す。これにより観測データとシミュレーション結果から示唆される電波放射機構の結果との比較から電波放射領域のプラズマ粒子のエネルギー分布を制限でき、パルサー近傍での電磁カスケード現象の解明が期待できる。

5.3.7 グリッチの観測的研究

パルサーは安定した周期で回転しているが、若いパルサーの中にはグリッチと呼ばれる現象を示すものが存在する (Espinoza et al., 2011)。グリッチとは、非常にゆっくりとスピンドウンしていたパルサーが数秒以内という短いタイムスケールの中に突如スピニアップすることである。これはパルサーの外部領域（外殻 + 磁気圏）と内部領域（超流体コア）との結びつきの現れであると考えられる重要な現象であり、内部領域を探る貴重な情報となる。

グリッチが多く見られる代表的なパルサーとして、Vela パルサーとかにパルサーが挙げられる (Palfreyman et al., 2018)。かにパルサーは 1968 年に発見されて以来 50 年に渡りモニター観測されており (Lyne et al., 2015)、その間しばしばグリッチが発生してきた。Solar Wind Imaging Telescope (SWIFT)/名古屋大学はかにパルサーからの電波パルスから太陽コロナの情報を得るために、325MHz 帯で毎日かにパルサーを観測していたが、2017 年 11 月に観測史上最大のグリッチが発生したとの一報 (Shaw et al., 2017) があり、SWIFT データに基づきグリッチのサーベイを行ったところ、グリッチの発生を確認することができた (図 5.13)。それだけでなく、鹿島と飯館 (Iitate Planetary Radio Telescope、東北大学) のデータも時間残差の $2\pi N$ の不定性を排除するために重要である。そしてこれらの観測データからパルサーが起こった時刻のより精密な決定、そしてグリッチ後に通常のスピンドウンに戻っていく緩和過程の典型的なタイムスケールを決定するための研究が進行中である (Hisano et al. 2019, in preparation)。

SKA 時代には多数のパルサーが定期的に、そして系統的に観測される見込みであり、より多くのパルサーでグリッチ現象が発見されると期待できる。グリッチの頻度や大きさ、パルサーの回転周期との相関などの統計的な性質から、パルサーの内部構造の解明を目指して研究を行なっていく。

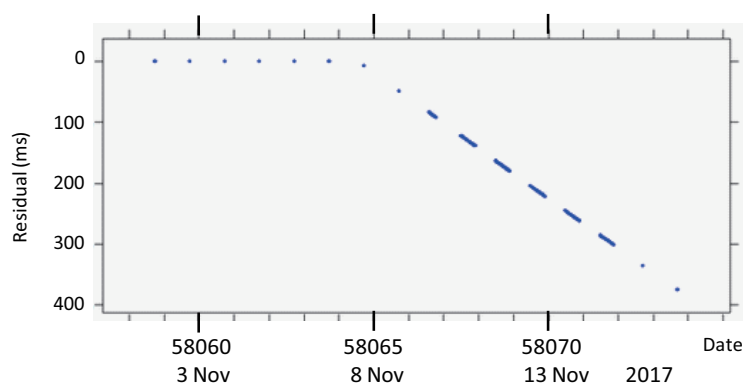


図 5.13: 我々の電波観測に基づくかにパルサーのパルスの到来時刻の残差。MJD 58063(6 Nov.2017)までは、パルスの到来時刻はグリッチ前のモデルと一致していたが、MJD 58064 後は差が見られた。これは MJD 58064 でのグリッチの証拠であり、Jodrell Bank の観測に基づく結果 (Shaw et al., 2018) と一致している。

5.3.8 モンテカルロシミュレーションによる銀河系磁場構造の決定

現在行っている銀河系の磁場構造を決める研究について簡単にまとめる。銀河円盤部の大局磁場について、軸対称や非軸対称の構造を持った磁場モデルを用い、観測 RM の銀河座標上での分布を再現するモデルパラメータを決める試みが行われてきた。しかし、今まで提案されてきた大局

磁場モデルでは統計的に十分な精度で RM 分布の再現ができないことが報告されている (Noutsos et al., 2008; Men et al., 2008)。これは、現実の磁場構造がモデルよりも複雑であること等によると考えられる (1.1.5 節参照)。そこで、モデル磁場を仮定せず、銀河系円盤に配置する格子点の磁場ベクトルをモンテカルロシミュレーションで決定する方法を検討している。

このための手法を以下にまとめる。座標系は、太陽を原点として、銀経・銀緯で $(l, b) = (0^\circ, 0^\circ)$ 方向に X 軸正方向、 $(90^\circ, 0^\circ)$ 方向に Y 軸正方向、 $b = 90^\circ$ 方向に Z 軸正方向を取る。 $Z = -0.5, 0.5 \text{ kpc}$ において、 $X = [-2.5 \text{ kpc}, 5.5 \text{ kpc}]$ 、 $Y = [-4 \text{ kpc}, 4 \text{ kpc}]$ の範囲に 0.5 kpc サイズの格子を配置すると銀河円盤に 578 個の格子点が配置できる。銀河面に平行な磁場成分が主であるので各点に磁場ベクトル (B_r, B_ϕ) を仮定する。さらに、円盤内に電子密度分布を仮定することで、各パルサー位置での RM を計算することができる。電子密度分布としてはよく用いられるモデル YMW16 を用いる (Yao et al., 2017)。

観測されるパルサー RM の分布を再現する各格子点の磁場ベクトルをモンテカルロシミュレーションにより決定する。1) 初期に適切な磁場ベクトルを仮定し各パルサーの RM を計算し、観測値とのズレである分散 $V_1 = \sum |RM_s - RM_o|^2 / N$ を計算する。2) 次にランダムに選ぶ格子点の磁場ベクトルをランダムに変更し RM を再計算し分散 V_2 を再評価する。この入れ替えにより分散が減少すれば ($V_2 < V_1$)、この磁場ベクトルを採択し、分散が増えた場合は棄却する。2) の磁場入れ替え過程を繰り返していき観測 RM を再現する磁場ベクトル分布を探していく。

テスト計算の例を示す。上記の格子点を用い、初期状態から約 10,000 回磁場の入れ替えを行った結果、分散は 30,000 程度から 15,000 程度まで減少した。図 5.14 に RM_o と RM_s の相関を示す。比較のために、モデル磁場を用いた場合の計算例を図 5.15 に示す。モデル磁場として、銀河半径 R_{rev} で磁場方向が反転するリング状磁場を用いた、 $B_\phi = B_0 \sin(\pi r / R_{\text{rev}})$ 、 $B_r = 0$ 、 $B_z = 0$ 。観測パルサー位置で RM を計算し分散を最小にする B_0 と R_{rev} を探したところ、 $B_0 \sim 2 \mu\text{G}$ 、 $R_{\text{rev}} \sim 7.5 \text{ kpc}$ であった。このモデルによる図 5.15 に比べ、モンテカルロシミュレーションによる図 5.14 の方が観測 RM を良く再現していることがわかる。この例のモンテカルロシミュレーションで得られた格子点の磁場ベクトルについて、その B_ϕ 成分について銀河半径に対する分布を見ると、太陽付近とその外側である銀河半径 $r \sim 8 - 10 \text{ kpc}$ では平均的に時計回りの向き、太陽付近より内側である銀河半径 $r \sim 6 - 8 \text{ kpc}$ では平均的に反時計回りの向きであった。これは、従来から提案されている大局磁場構造の方向と一致している。

この方法はまだ検討中のものである。RM は、磁場の視線方向成分のみを反映するため、この方法で磁場ベクトルを決めることができない。磁場ベクトルの視線に垂直な成分を決めるために、銀河系シンクロトン放射強度分布等を用いる必要があり現在検討している。また、格子内に含まれるパルサー数にバラツキがあり、各格子点で求まる磁場強度の精度にもバラツキがある。この点は、SKA によって観測パルサー数が飛躍的に増えることで大きく改善されると期待している。

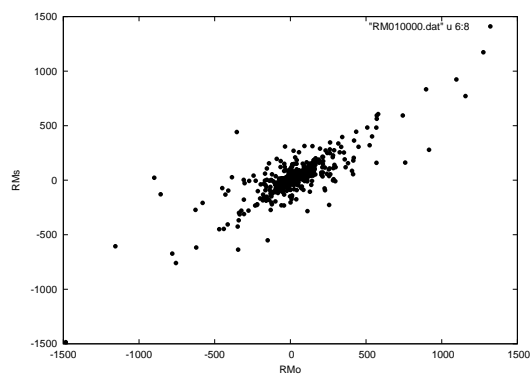


図 5.14: モンテカルロシミュレーションによる $RM[\text{rad}/\text{m}^2]$ と観測パルサー RM の比較

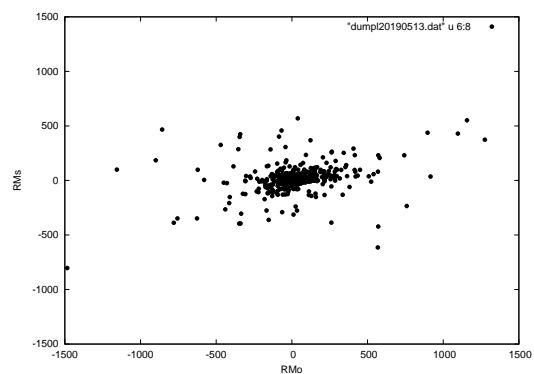


図 5.15: モデル磁場を用いた計算による RM と観測パルサー RM の比較

参考文献

- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2016, *Phys. Rev. Lett.*, 116, 061102
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017, *Phys. Rev. Lett.*, 119, 161101
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2019, *Phys. Rev. D.*, 100, 061101
- Aggarwal K., et al., 2019, *Astrophys. J.*, 880, 116
- Akahori, T., Ryu, D., Kim, J., & Gaensler, B. M. 2013, *Astrophys. J.*, 767, 150
- Armstrong, J. W., Rickett, B. J., & Spangler, S. R. 1995, *Astrophys. J.*, 443, 209
- Arzoumanian, Z., et al., 2018, *Astrophys. J.*, 859, 47
- Babak, S., et al., 2016, *MNRAS*, 455, 1665
- Bates, S. D., Lorimer, D. R., & Verbiest, J. L. 2013, *MNRAS*, 431, 1352
- Bhakta, D., Deneva, J. S., Frail, D. A., et al., 2017, *MNRAS* 468, 2526
- Bhat, N. D. R., Cordes, J. M., Camilo, F., Nice, D. J., & Lorimer, D. R. 2004, *Astrophys. J.*, 605, 759
- Bilous, A. V., Kondratiev, V. I., McLaughlin, M. A., et al., *Astrophys. J.*, 728, 110 (2011)
- Bilous, A. V., Pennucci, T. T., Demorest, P., et al., arXiv:1412.7629 (2014)
- Boyle, L., Pen, U.-L., 2012, *Phys. Rev. D*, 86, 124028
- Breton, R. P., Kaspi, V. M., McLaughlin, M. A., et al. 2012, *Astrophys. J.*, 747, 89
- Burke-Spolaor, S., Johnston, S., Bailes, M., et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 423, 1351 (2012)
- Condon, J. J., Cotton W. D., Greisen, E. W., Yin Q. F., Perley, R. A., Taylor, G. B. & Broderick, J. J. 1998, *Astron. J.*, 8065, 1693
- Cordes, J. M., Bhat, N. D. R., Hankins, T. H., et al., *Astrophys. J.*, 612, 375 (2004)
- Cordes, J. M., & Lazio, T. J. W. 2002, arXiv:astro-ph/0207156v3
- Cordes, J. M. et al., 2006, *Astrophys. J.*, 637, 446
- Damour, T., & Vilenkin, A., 2000, *Phys. Rev. Lett.*, 85, 3761
- De Felice, A., Kobayashi, T., & Tsujikawa, S., 2011, *Phys. Lett. B*, 706, 123-133
- De Felice, A., & Tsujikawa, S., 2010, *Living Rev. Rel.*, 13, 3
- Deneva, J. S., Cordes, J. M., & Lazio, T. J. W., 2009, *ApJL*, 702, 177
- de Rham, C., & Gabadadze, G., 2010, *Phys. Rev. D* 82, 044020
- Detweiler S., 1979, *Astrophys. J.*, 234, 1100
- Eardley, D. M., Lee, D. L., Lightman, A. P., 1973, *Phys. Rev. D*, 8, 3308
- Eatough, R., Lazio, T. J. W., Casanellas, J., et al., 2015, "Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array", *Proceedings of Science, PoS(AASKA14)045*
- Espinoza, C. M., Lyne, A. G., Stappers, B. W., et al. 2011, *MNRAS*, 414, 1679
- Flesch, E., 2015, *PASA*, 32, 10
- Frail, D. A., Mooley, K. P., Jagannathan, P., & Intema, H. T., 2016, *MNRAS* 461, 1062
- Frail, D. A., Ray, P. S., Mooley, K. P., et al., 2017, *MNRAS* 475, 942
- de Gasperin, F., Intema, H. T., Frail, D. A., et al., 2018, *MNRAS* 474, 5008
- Goldreich, P., Julian, W. H., 1969, *Astrophys. J.*, 157, 869
- Gumrukcuoglu, A. E., Lin, C., & Mukohyama, S., 2011, *JCAP*, 11, 030
- Han, J. L., Ferriere, K., & Manchester, R. N. 2004, *Astrophys. J.*, 610, 820
- Han, J. L., Manchester, R. N., Lyne, A. G., Qiao, G. J., & van Straten, W. 2006, *Astrophys. J.*, 642, 868
- Han, J. L., van Straten, W., Lazio, T. J. W., et al., 2015, "Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array", *Proceedings of Science, PoS(AASKA14)041*
- Han, J. L., Manchester, R. N., van Straten, W., & Demorest, P. 2018, *Astrophys. J. S.*, 234, 11
- Hankins, T. H., & Eilek, J. A. 2007, *Astrophys. J.*, 670, 693
- Hankins, T. H., Kern, J. S., Weatherall, J. C., et al., 2003, *Nature*, 422, 141
- Haverkorn, M., Brown, J. C., Gaensler, B. M., & McClure-Griffiths, N. M. 2008, *Astrophys. J.*, 680, 362
- Hellings, R. W., & Downs, G. S., 1983, *Astrophys. J.*, 265, L39
- Hisano, S., Yonemaru, N., Kumamoto, H., et al. 2019, *MNRAS*, 487, 97
- Horndeski, G. W., 1974, *Int. J. Theor. Phys.*, 10, 363-384
- Hu, W., Barkana, R., & Gruzinov, A., 2000, *Phys. Rev. Lett.* 85, 6, 1158
- Hulse, R. A., Taylor, J. H., 1975, *Astrophys. J.*, 195, L51-L53
- Intema, H. T., Jagannathan, P., Mooley, K. P. & Frail, D. A. 2017, *A&A*, 598, A78
- Jaffe, T. R., Leahy, J. P., Banday, A. J., Leach, S. M., Lowe, S. R., & Wilkinson, A. 2010, *MNRAS*, 401,

- 1013
- Janssen, G., Hobbs, G., McLaughlin, M., et al., 2015, "Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array", Proceedings of Science, PoS(AASKA14)037
- Jansson, R., & Farrar, G. R. 2012, *Astrophys. J.*, 757, 14
- Johnston, S., Kramer, M., Lorimer, D. R., Lyne, A. G., McLaughlin, M., Klein, B., & Manchester, R. N., 2006, *MNRAS*, 373, 6
- Johnston, S., van Straten, W., Kramer, M., et al., 2001, *Astrophys. J.*, 549, L101
- Karastergiou, A., Johnston, S., Karastergiou, A., et al., 2015, "Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array", Proceedings of Science, PoS(AASKA14)038
- Kato, R., & Soda, J., 2019, arXiv: 1904.09143
- Keane, E. F, Bhattacharyya, B., Kramer, M, et al., 2014, "Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array", Proceedings of Science, PoS(AASKA14)040
- Khmelnitsky, A., & Rubakov, V. 2014, *JCAP*, 1402, 019
- Kibble, T. W. B., 1976, *JPhA*, 9, 1387
- Kinkhabwala, A. & Thorsett, S. E. 2000, *Astrophys. J.*, 535, 365
- Kisaka, S., Asano, K., & Terasawa, T. 2016, *Astrophys. J.*, 829, 12
- Kobayashi, T., Murgia, R., Simone, A. De, Iršič, V., & Viel, M., 2017, *Phys. Rev. D* **96**, 12, 123514
- Koyama, K., Niz, G., Tasinato, G., 2011, *Phys. Rev. Lett.*, 107, 131101
- Kramer, M., & Johnston, S. 2008, *MNRAS*, 390, 87
- Kramer, M., Stairs, I. H., Manchester, R. N., et al., 2006, *Science* 314, 97
- Kumamoto, H., Dai, S., Yonemaru, N., Takahashi, K., & Hobbs, G., in preparation.
- Kumamoto, H., Imasato, Y., Yonemaru, N., et al. 2019, *MNRAS*, 489, 3547
- Kuz'min, A. D., Losovskii, B. Ya., Logvinenko, S. V., et al., 2008, *Astron. Rep.*, 52, 910
- Lazio, T. J. W., & Cordes, J. M. 2008, *ApJS*, 174, 481
- Lee, K. J., et al., 2011, *MNRAS*, 414, 3251
- Liu, K., Wex, N., Kramer, M., et al. 2012, *ApJ*, 747, 1
- Lodato G., Nayakshin S., King A. R., Pringle J. E., 2009, *MNRAS*, 398, 1392
- Löhmer, O., Mitra, D., Gupta, Y., Kramer, M., & Ahuja, A. 2004, *A&A*, 425, 569
- Lorimer, D. & Kramer, M. 2005, "Handbook of Pulsar Astronomy"
- Lyne, A. G., Jordan, C. A., Graham-Smith, F., et al. 2015, *MNRAS*, 446, 857
- Lyne, A. G., Pritchard, R. S. & Graham-Smith, F. 1993, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 265, 1003
- Lyne, A. G., & Smith, F. G. 1990, *Pulsar astronomy*, Cambridge: Cambridge University Press
- Lyutikov, M. 2007, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 381, 1190
- Majid, W. A., Naudet, C. J., Lowe, S. T., et al., 2011, *Astrophys. J.*, 741, 53
- Manchester R. N. et al. 2001, *MNRAS*, 328, 17
- Manchester, R. N., Hobbs, G. B., Teoh, A., et al., 2005, *Astron. J.*, 129, 1993
- Mao, S. A., Gaensler, B. M., Haverkorn, M., Zweibel, E. G., Madsen, G. J., et al. 2010, *Astrophys. J.*, 714, 1170
- McLaughlin, M. A., et al., 2006, *Nature*, 439, 817
- Melrose, D. B. J. 1995, *Astrophys. Astr.*, 16, 137
- Men, H., Ferrière, & Han, J. L. 2008, *A&A*, 486, 819
- Mikami, R., Terasawa, T., Kisaka, S., et al., Suzaku-MAXI 2014: Expanding the Frontiers of the X-ray Universe, proceedings of a conference held 19-22 February, 2014 at Ehime University, Japan. Edited by M. Ishida, R. Petre, & K. Mitsuda, 2014., p.180
- Milosavljević M., Merritt D., 2001, *Astrophys. J.*, 563, 34
- Mitra, D., Wielebinski, R., Kramer, M., & Jessner, A. 2003, *A&A*, 398, 993
- Moffett, D. A. & Hankins, T. H. 1996, *Astrophys. J.*, 468, 779
- Nishizawa, A., 2018, *Phys. Rev. D* 97, 10, 104037
- Nota, T., & Katgert, P. 2010, *A&A*, 513, 65
- Noutsos, A., Johnston, S., Kramer, M., & Karasterigou, A. 2008, *MNRAS*, 386, 1881
- 中井直正、坪井昌人、福井康雄編、2008、「シリーズ現代の天文学 16 宇宙の観測 II 電波天文学」
- Ohno, H., & Shibata, S. 1993, *MNRAS*, 262, 953
- Osłowski, S., van Straten, W., Bailes, M., Jameson, A., & Hobbs, G. 2014, *MNRAS*, 441, 3148
- Palfreyman, J., Dickey, J. M., Hotan, A., et al. 2018, *Nature*, 556, 219
- Popov, M., Soglasnov, V., Kondratiev, V., et al., 2009, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 61, 1197
- Porayko, N. K., & Postnov, K. A., 2014, *Phys. Rev. D* **90**, 6, 062008
- Porayko, N. K., et al., 2018, *Phys. Rev. D* **98**, 10, 102002
- Pshirkov, M. S., Tinyakov, P. G., Kronberg, P. P., & Newton-McGee, K. J. 2011, *Astrophys. J.*, 738,192
- Qian, L., Pan, Z., Li, D., Hobbs, G., et al., 2019, *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* 62, 959508
- Ravi V., Wyithe J. S. B., Hobbs G., Shannon R. M., Manchester R. N., Yardley D. R. B., & Keith M. J., 2012, *ApJ*, 761, 84
- Riess, A. G., Nugent, P. E., Gilliland, R. L., Schmidt, B. P., Tonry, J., Dickinson, M., Thompson, R. I., Budavari, T., Casertano, S., Evans, A. S., Filippenko, A. V., Livio, M., Sanders, D. B., Shapley, A. E., Spinrad, H., Steidel, C. C., Stern, D., Surace, J., Veilleux, S., 2001, *Astrophys. J.*, 560, 1, 49
- Romani, R. W. & Johnston, S. 2001, *Astrophys. J.*, 557, L93
- Romani, R. W., Narayan, R., & Blandford, R. 1986, *MNRAS*, 220, 19
- Roy, S., Pramesh Rao, A., & Subrahmanyan, R. 2008, *A&A*, 478, 435
- Sallmen, S., Backer, D. C., Hankins, T. H., et al., 1999, *Astrophys. J.*, 517, 460
- Sanidas, S. A., Battye, R. A., & Stappers, B. W. 2012, *Phys. Rev. D*, 85, 122003

- 関戸衛、寺澤敏夫、岳藤一宏 他、日本天文学会 2012 年秋季年会発表、「鹿島 34m、白田 64m アンテナによる Crab パルサー観測から得られた Giant Radio Pulse の発生時間頻度分布」
- Sesana, A. 2013, *Class. Quant. Grav.* 30, 244009
- Sesana A., 2013, *MNRAS*, 433, L1
- Sesana A., Haardt F., Madau P., Volonteri M., 2004, *ApJ*, 611, 623
- Shao, L., Stairs, I., Antoniadis, J., et al., 2015, "Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array", *Proceedings of Science, PoS(AASKA14)042*
- Shaw, B. et al., *Atel* #10939, 8 Nov. 2017.
- Shaw, B. et al., *MNRAS*, 478, 3832, 2018.
- Shearer, A., Stappers, B., O'Connor, P., et al., 2003, *Science*, 301, 493
- Soares-Santos, M., et al., 2017, *ApJL*, 848, L16
- Soglasnov, V. A., Popov, M. V., Bartel, N., et al., 2004, *Astrophys. J.* 616, 439
- Stil, J. M., Taylor, A. R., & Sunstrum, C. 2011, *Astrophys. J.*, 726, 4
- Stinebring, D. R. 2006, *Chin. J. Astron. Astrophys.* Vol.6, Suppl.2, 204
- Strader, M. J., Johnson, M. D., Mazin, B. A., et al., 2013, *Astrophys. J.*, 779, L12
- Sun, X. H., Reich, W., Waelkens, A., & Enßlin, T. A. 2008, *A&A*, 477, 573
- Takata, J., Chang, H. -K. & Cheng, K. S. 2007, *Astrophys. J.*, 656, 1044
- Tauris, T. M., Kaspi, V. M., Breton, R. P., et al., 2015, *arXiv:1501.00005*
- Taylor, A. R., Stil, J. M., & Sunstrum, C. 2009, *Astrophys. J.*, 702, 1230
- Timokhin, A. N., & Arons, J., 2013, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 429, 20
- Van Eck, C. L., Brown J. C., Stil, J. M., et al. 2011, *Astrophys. J.*, 728, 97
- Vilenkin, A., & Shellard, E. P. S., *Cosmic Strings and Other Topological Defects* (Cambridge University Press, Cambridge, 1994)
- Wang J. B., Hobbs, G., Coles, W., et al., 2015, *MNRAS*, 446, 1657
- Weisberg J. M., Nice D. J., Taylor, J. H., 2010, *Astrophys. J.*, 722, 1030
- Weisberg, J. M. & Taylor, J. H. 2005, *ASP Conf. Ser.* 328, 25
- Weisberg, J. M., Taylor, J. H., Fowler, L. A., 1981, *Scientific American*, 245, 74
- Wex, N. & Kopeikin, S. 1999, *ApJ*, 513, 388
- Wharton, R. S., Chatterjee, S., Cordes, J. M., Deneva, J. S., & Lazio, T. J. W. 2012, *ApJ*, 753, 108
- Wolszczan, A., Cordes, J. M. & Stinebring, D. R. 1984, in "Millisecond Pulsars", Ed. by S. P. Reynolds & D. R. Stinebring (NRAO, Green Bank), p.63
- Yonemaru, N., Kuroyanagi, S., Hobbs, G., Takahashi, K., et al. 2020, submitted to *MNRAS*
- Yao, J. M., Manchester, R. N., & Wang, N. 2017, *Astrophys. J.*, 835, 29
- Yonemaru, N., Kumamoto, H., Kuroyanagi, S., et al. 2016, *PASJ*, 68, 106
- Yonemaru, N., Kumamoto, H., Kuroyanagi, S. & Takahashi, K., 2018, *MNRAS*, 478.1670
- Yonemaru, N., Takahashi, K., Kumamoto, H., Dai, S., Yoshiura, S. & Ideguchi, S., 2019, submitted to *MNRAS*
- You, X. P., Hobbs, G., Coles, W. A., et al. 2007, *MNRAS*, 378, 493
- Zhu X.-J., Hobbs, G., et al., 2014, *MNRAS*, 444, 3709

著者一覧（○は編集責任者）

青木貴弘	早稲田大学
大野 寛	東北文教大学
加藤 亮	神戸大学
亀谷 收	国立天文台
隈本宗輝	熊本大学
黒柳幸子	名古屋大学
柴田晋平	山形大学
○ 高橋慶太郎	熊本大学
寺澤敏夫	国立天文台
成子 篤	東北大学
久野晋之介	熊本大学
三上 諒	東京大学宇宙線研究所
米丸直之	熊本大学
柳 哲文	名古屋大学

第6章 宇宙磁場

この章では、宇宙の磁場研究に関する現状の科学的課題 (§6.1)、国際 SKA の科学的課題 (§6.2)、日本が狙う科学的課題 (§6.3) をまとめる。著者らが出版した低周波電波観測による宇宙磁場研究のレビュー論文 (Akahori et al., 2018a) も参照されたい。

6.1 現状の科学的課題

はじめに 磁場は宇宙の様々な天体に普遍的に存在し、自然界の4つの基本力の1つとして、天体のダイナミクスや高エネルギー現象に関わっている。ゆえに磁場は宇宙進化の理解に欠かせない物理量である。センチ波・メートル波の観測は、人類が磁場を探ることのできる数少ない方法の中で、大変有望な方法である。その理由として、視線に垂直な磁場成分の情報を与えるシンクロトロン放射と、視線に平行な磁場成分の情報を与える偏波ファラデー回転が、共に観測できる有利性が挙げられる。SKA はこれらを広く・深く・細かく・そして広帯域に観測することで、かつてないほど精密に磁場を計測し、宇宙磁場の理解に他に代えがたい貢献をするだろう。この節ではまず SKA 宇宙磁場研究における重要な物理量や用語をまとめる。次に宇宙磁場に関する現状の科学的課題を研究領域ごとにまとめる。

6.1.1 磁場研究の物理量

この小節では電波観測量と磁場との基本的な関係をまとめる。特に偏波解消とファラデートモグラフィは日本の戦略に位置づけているので本小節で詳しく紹介する。知識のある読者は次の小節に進んで頂いて構わない。式の詳しい導出については教科書 (Rybicki & Lightman, 1979; Rohlfs & Wilson, 1996) を参照されたい。

シンクロトロン放射

放射の式 シンクロトロン放射は磁力線の周りを旋回する高速荷電粒子からの制動放射である。そして一般に我々が観測するのは宇宙線電子の集団からの放射である。そこで宇宙線電子の集団が等方的に分布すると仮定し、そのエネルギー分布を $N(\gamma)d\gamma = C(r)\gamma^{-p}d\gamma$ のような冪則に従うと仮定する。ここで γ はローレンツ因子、 $C(r)$ は位置 r での宇宙線電子の個数密度、 p はスペクトル指数である。この集団が磁場 B の中にある場合のシンクロトロン放射は、特性ストークスパラメータを I 、 Q 、 U 、特性直線偏波強度を P とすると次のように書ける。

$$I = \int 2j(p)G_1(p)\omega^{(1-p)/2}B_{\perp}(r)^{(1+p)/2}C(r)dr \quad (6.1)$$

$$P = Q + iU = \int 2j(p)G_2(p)\omega^{(1-p)/2}B_{\perp}(r)^{(1+p)/2}C(r)e^{2i\chi(r)}dr \quad (6.2)$$

ここで単位は $\text{erg/s/cm}^2/\text{Hz/sr}$ であり、電波観測でよく使われる Jy を用いると、 10^{23}Jy/sr である。 B_{\perp} は視線に垂直な磁場の強度、 χ は位置 r での初期偏波角、 $\omega = 2\pi\nu$ は角振動数、 ν は周波数、そして j や G は係数¹ である。後述するファラデー回転は考えていない。式が示す通り、シンクロトロン放射強度は宇宙線電子の個数密度に比例し、磁場と周波数の冪乗に比例する。 I 、 Q 、 U と宇宙線電子分布が分かれば、磁場の視線垂直成分の積分量が分かる。

強度の周波数依存性 ここで電波強度と偏波強度の放射スペクトル指数を定義する。

$$I(\nu) \propto \nu^{\alpha_I}, \quad P(\nu) \propto \nu^{\alpha_P} \quad (6.3)$$

後述する偏波解消がなければ $\alpha_I = \alpha_P$ であるが、偏波解消があると等号は成り立たなくなる。一般に冪は負の値をとるため²、長波長ほど明るい。図 6.1 左には天の川銀河の典型的な電波放射スペクトルを示す。センチ波・メートル波ではシンクロトロン放射が自由電子の熱制動放射や回転ダスト放射に比べて支配的なのが分かる。

偏波率 偏波率 Π は電波強度 I と偏波強度の比で

$$\Pi = (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}/I \quad (6.4)$$

と書ける。ここでストークス V は円偏波強度である。円偏波強度は太陽や恒星、ジェットなどを除き、一般に極めて小さい。そこで実務的には直線偏波だけを考えた直線偏波率

$$\Pi_l = |P|/I = (Q^2 + U^2)^{1/2}/I \quad (6.5)$$

が偏波率として参照されることがある。宇宙線電子が等方的でかつ偏波解消がなければ、 $\Pi_l = G_2(p)/G_1(p)$ であり、 $p = 3$ ならば 0.75 の値を取る (偏波率 75%)。

偏波角 偏波がなしている角度を表す偏波角 χ は次のように書ける。

$$\chi = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{U}{Q} \right) \quad (6.6)$$

この偏波角はストークスパラメータを定めるポアンカレ球の定義に由来し $-\pi/4 \leq \chi \leq \pi/4$ の範囲をとる。一方で、慣例的には $-\pi/2 \leq \psi \leq \pi/2$ の範囲を取る電場ベクトル偏波角 $\psi = 2\chi$ を参照することが多い。なお偏波角のゼロ点の取り方と正值をとる向きには任意性がある。伝統的な電波天文学の定義では北銀極方向をゼロとし東方向への回転を正に取る。

直線偏波ファラデー回転

回転測度 RM 直線偏波ファラデー回転は偏波が磁気流体中を通過する際に偏波角が回転する現象である。通過前の偏波角を χ_0 とすると、通過した後の偏波角 χ は波長 λ の 2 乗に比例し、

$$\chi = \chi_0 + RM\lambda^2 \quad (6.7)$$

¹光速 c 、素電荷量 q 、電子質量 m 、 Γ 関数に対して $j(p) = \frac{1}{4\pi} \frac{\sqrt{3}q^3}{8\pi mc^2} \left(\frac{2mc}{3q} \right)^{(1-p)/2}$ 、 $G_1(p) = \frac{1}{1+p} 2^{(1+p)/2} \Gamma\left(\frac{p}{4} - \frac{1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{p}{4} + \frac{19}{12}\right)$ 、 $G_2(p) = 2^{(p-3)/2} \Gamma\left(\frac{p}{4} - \frac{1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{p}{4} + \frac{7}{12}\right)$ である。

²エネルギー分布の冪 p が一般に 2 から 3 程度の正值をとるため。

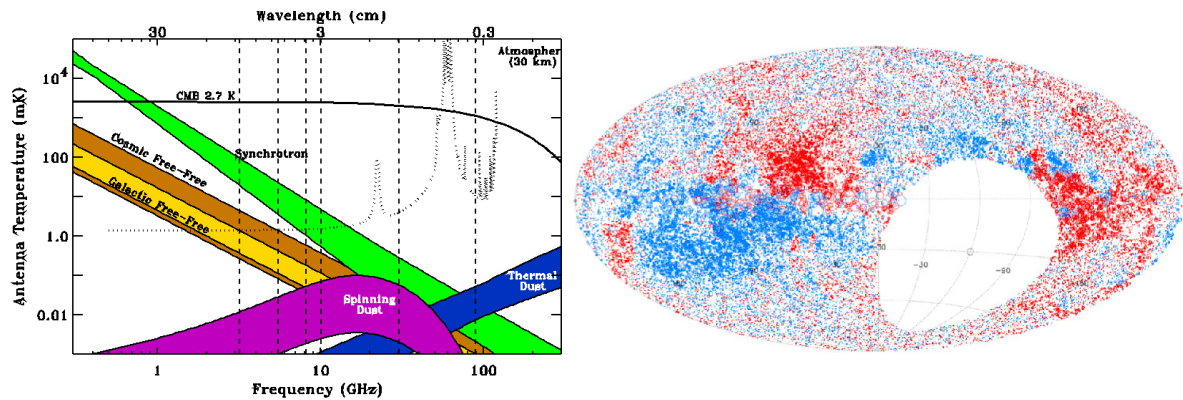


図 6.1: (左) 天の川銀河の典型的な放射スペクトル。NASA のホームページから引用。(右) 全天の系外偏波源の RM の分布 (Taylor, Stil, & Sunstrum, 2009)。円がそれぞれの観測点で、その大きさが RM の大きさ、赤と青は正值と負値を表す。VLA が観測できない領域が白抜きになっている。座標は銀経・銀緯。銀河中心方向 (銀経 0) や円盤面 (銀緯 0) を挟んでの RM の符号の反転が見受けられ、この大局的な構造は天の川銀河の磁場起源と理解されている。

と書ける。ここで係数 RM をファラデー回転測度と呼ぶ。この関係から、2 つ以上の異なる波長で偏波角を測定すると、その回転角度差が RM を与える。式にすると

$$RM = \frac{\chi(\lambda_1) - \chi(\lambda_2)}{\lambda_1^2 - \lambda_2^2} \quad (6.8)$$

となる。添字の 1 と 2 は異なる波長を意味する。ファラデー回転測度は物理的には

$$RM \text{ (rad m}^{-2}\text{)} \approx 0.8119 \int \left(\frac{n_e}{\text{cm}^{-2}} \right) \left(\frac{B_{\parallel}}{\mu\text{G}} \right) \left(\frac{dr}{\text{pc}} \right) \quad (6.9)$$

と書ける。 n_e は自由電子密度、 B_{\parallel} は磁場の視線に平行な成分、 r は視線距離である。積分は観測者に向けてなされ、磁場が観測者を向いている場合 RM が正值である。偏波 Q 、 U から χ を求め (式 6.6)、 χ の波長依存から RM を求め (式 6.7, 6.8)、そして自由電子分布を何らかの方法で与えれば、磁場の視線平行成分の積分量が式 6.9 から分かる。さらにファラデー回転を逆算すれば、放射位置での偏波角が式 6.7 から分かり、通常のシンクロトロン放射であればそれに直交する向きが視線に垂直な磁場の向きである。ただし向きが南北方向と分かったとしても、北から南か、南から北か、どちらを向いているのかまではただちには分からない。

RM の全天カタログ RM の測定はその電離物質自身が放射している必要がなく、背景に偏波源があればよい。幸い、宇宙のほとんどの天体はシンクロトロン偏波を放っている。例えば系内ではパルサー、系外ではクエーサーや電波銀河が、銀河や銀河団の RM 観測に役立っている。図 6.1 右は VLA の NVSS 全天サーベイで得られた 37543 個の銀河系外天体の RM を示す (Taylor, Stil, & Sunstrum, 2009)。これが執筆時最大の RM カタログである。

RM の観測可能範囲 ファラデー回転は短波長ほど RM に対する回転角度が小さい。ゆえに偏波角の測定精度に波長によらない誤差があると、短波長ほど RM の決定精度は悪くなる。つまり小

小さな RM は短波長では観測しづらい。一方で長波長ほど同じ RM に対して偏波角が半回転以上してしまう $n\pi$ 不定性を伴いやすい。つまり大きな RM は長波長では観測値に不定性がある。SKA が網羅するセンチ波・メートル波は、ミリ波・サブミリ波やデカメートル波では難しい、多くの天体の標準的な $RM \sim O(1 - 1000) \text{ rad m}^{-2}$ を観測できる唯一無二の帯域なのである。

偏波解消

原理 Depolarization(偏波解消あるいは消偏波)とは、放射された偏波よりも弱まった偏波強度を観測する現象のことである。偏波解消は、放射物質の特性、放射が伝搬する空間物質の特性、そして観測の特性に依存する。以下にいくつかの偏波解消の事例を挙げる。

- 波長非依存偏波解消 (Wavelength independent depolarization)
シンクロトロン偏波を起こしている磁場が非一様である場合に起こる。観測するビームの中で偏波が視線ごとに異なる偏波角を持って放射され観測者に届くために、ビーム内で偏波の打ち消し合いが起こりうる。
- 差分ファラデー回転偏波解消 (Differential Faraday rotation depolarization)
シンクロトロン偏波を放つ宇宙線電子とファラデー回転を引き起こす熱的電子が混在する場合に起こる。視線上で奥側の偏波と手前側の偏波が同じ偏波角で放射されたとしても、2つが異なるファラデー回転をして観測者に届くために、偏波の打ち消し合いが起こりうる。
- ビーム偏波解消 (Beam depolarization)
観測するビームの中で RM に構造がある場合に起こる。ビーム内の偏波が仮に同じ偏波角で放射されたとしても、ビーム内の視線ごとに異なるファラデー回転をして観測者に届くために、偏波の打ち消し合いが起こりうる。
- バンド幅偏波解消 (Bandwidth depolarization)
観測する周波数帯域幅が広い場合に起こる。基本的に放射時の偏波角は波長によらないが、波長によって異なるファラデー回転をして観測者に届くために、周波数積分をした場合に偏波の打ち消し合いが起こりうる。

Burn の法則 Burn (1966) はいくつかの単純な状況下での偏波解消の定式化を試みた。それらは広く Burn の法則として知られている。まず差分ファラデー回転偏波解消の解析解を紹介する。シンクロトロン放射とファラデー回転を起こす領域があり、それが完全に一様な磁場を持つ場合、観測される直線偏波率は以下の正弦関数で書ける。

$$\Pi_l(\lambda^2) = \Pi_{l0}(\lambda^2) \frac{\sin(RM\lambda^2)}{RM\lambda^2} \exp 2i \left(\chi_0 + \frac{1}{2} RM\lambda^2 \right). \quad (6.10)$$

ここで、 Π_l, Π_{l0} はそれぞれ観測される直線偏波率と本来の直線偏波率である。このような法則に従う領域を Burn slab と呼ぶこともある。次にビーム偏波解消の解析解を紹介する。乱流磁場が存在しているような状況で、ビーム内の RM の分布が正規分布に従い、その分散が σ_{RM} と定量化できる場合に、観測される直線偏波率は以下の指数関数で書ける。宇宙線電子と混在している場合(内部ファラデー分散型の偏波解消、internal Faraday dispersion depolarization) は

$$\Pi_l(\lambda^2) = \Pi_{l0}(\lambda^2) \frac{1 - \exp(-2\sigma_{RM}^2 \lambda^4)}{2\sigma_{RM}^2 \lambda^4} \quad (6.11)$$

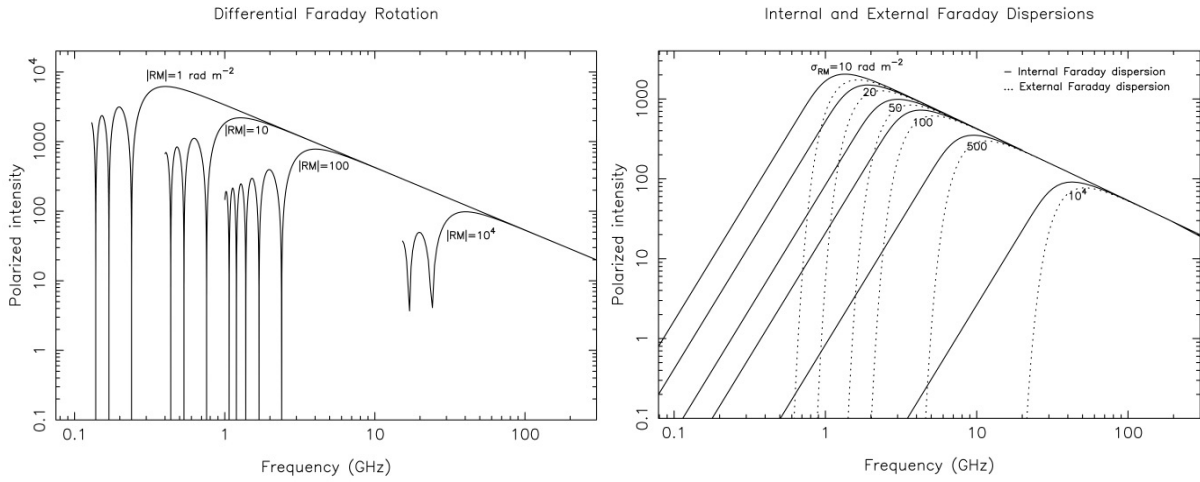


図 6.2: 左図は差分ファラデー回転偏波解消、右図は内部・外部ファラデー分散偏波解消の様子。RM の大きさによってスペクトルの折れ曲がる周波数が異なる。(Arshakian & Beck, 2011)。

と書け、放射領域の前景として存在している場合(外部ファラデー分散型の偏波解消、external Faraday dispersion depolarization) は

$$\Pi_l(\lambda^2) = \Pi_{l0}(\lambda^2) \exp(-2\sigma_{RM}^2 \lambda^4) \quad (6.12)$$

と書ける。図 6.2 には Burn の法則を示したものをまとめる (Arshakian & Beck, 2011)。Burn の法則を用いれば、観測した偏波解消から RM や RM の分散が推定できる。

偏波解消の回避 差分ファラデー回転偏波解消やバンド幅偏波解消は高周波ほど起こりにくい。多くの天体の標準的な RM $O(1 - 1000) \text{ rad m}^{-2}$ に対しては、SKA の範囲内(数-10GHz 帯)で観測することで偏波解消を克服することができる。ビーム偏波解消や波長非依存偏波解消は、高い空間分解能による観測で回避することができる。SKA は従来(たとえば JVLA) よりも一桁近く向上した $1''$ を下回る空間分解能を有することができるので、従来より偏波解消を克服した観測が実現できるだろう。また一般には高周波ほど空間分解能は向上するため、高周波観測はビーム偏波解消や波長非依存偏波解消の克服にも有効である。

ファラデートモグラフィー

原理 直線偏波磁場断層解析法(ファラデートモグラフィー)は視線上の物質構造を推定する新しい手法として世界的に注目されている。RM は視線積分量を与えるが、ファラデートモグラフィーは視線分布を与える。その原理についてここで簡単にまとめる。詳しくは、Brentjens & de Bruyn (2005) や Ideguchi et al. (2018) を参照されたい。特性直線偏波強度 P の式に立ち戻ると、ファラデー回転まで考えて、それは次のように書ける。

$$P(\lambda^2) = \int \varepsilon(r) e^{2i\chi(r, \lambda^2)} dr \quad (6.13)$$

ここで積分は視線方向 r について、 $\varepsilon(r)$ は位置 r での放射率、

$$\chi(r, \lambda^2) = \chi_0(r) + \phi(r) \lambda^2 \quad (6.14)$$

は観測者の位置での偏波角、 $\chi_0(r)$ は放射した位置 r での初期偏波角である。 $\phi(r)$ は RM と同じ物理量だが、位置 r までの RM ということを明確にするために、ファラデー深度と呼ばれる。さて、積分変数を r から $\phi(r)$ へ変換すると、 ϕ は ∞ から $-\infty$ までの値を取り得るので、

$$P(\lambda^2) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\phi) e^{2i\phi\lambda^2} d\phi \quad (6.15)$$

$$F(\phi) \equiv \varepsilon(\phi) e^{2i\chi_0(\phi)} \quad (6.16)$$

と書けるのが分かるだろうか。この $F(\phi)$ はファラデー分散関数 (Faraday Dispersion Function ; FDF) またはファラデースペクトルと呼ばれ、 ϕ 空間での偏波強度分布を表している。さて、変換された式を見ると、 ϕ と λ^2 を共役変数とするフーリエ変換の形になっていることが分かる。ゆえに逆変換

$$F(\phi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P(\lambda^2) e^{-2i\phi\lambda^2} d\lambda^2 \quad (6.17)$$

が存在し、つまり、観測量 $P(\lambda^2)$ から $F(\phi)$ を推定できる。もしファラデー深度の分布が物理距離に対して単調であれば、これは偏波強度と RM を視線方向に断層解析したことに他ならない。これが Burn (1966) によって提唱されたファラデートモグラフィーの原理である。

ファラデートモグラフィーの実用 逆変換によるファラデースペクトルの推定は、しかしながら、現実には λ^2 空間の全ての点を観測することが不可能であるため不完全である。観測可能波長の偏波強度だけで再構築されるファラデースペクトル $\tilde{F}(\phi)$ は、窓関数 $W(\lambda^2)$ を用いて

$$\tilde{F}(\phi) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W(\lambda^2) P(\lambda^2) e^{-2i\phi\lambda^2} d\lambda^2 \quad (6.18)$$

のように書ける。これは一般に dirty FDF と呼ばれる。この式はさらに畳込みの定理を用いて、

$$\tilde{F}(\phi) = K^{-1} R(\phi) * F(\phi) \quad (6.19)$$

$$R(\phi) = K \int_{-\infty}^{\infty} W(\lambda^2) e^{-2i\phi\lambda^2} d\lambda^2 \quad (6.20)$$

$$K = \left[\int_{-\infty}^{\infty} W(\lambda^2) d\lambda^2 \right]^{-1} \quad (6.21)$$

と書ける。これはつまり、再構築されるファラデースペクトルの品質は $R(\phi)$ の品質で定まっていることを示している。この $R(\phi)$ は回転測度波及関数 (RMSF) と呼ばれる。 $R(\phi)/K$ がデルタ関数 $\delta(\phi)$ であれば完全な再構築になるが、現実には起こりえない。図 6.3 には RMSF の例を示す。

ファラデートモグラフィーの分解能と範囲 RMSF の半値幅 (FWHM) がファラデートモグラフィーの RM 分解能の目安である。例として窓関数が観測可能な波長帯 ($\lambda_{\min}^2 \leq \lambda^2 \leq \lambda_{\max}^2$) で $W(\lambda^2) = 1$ 、その他で 0 の値をとる場合、RMSF の FWHM は

$$\text{FWHM (rad m}^{-2}\text{)} = \frac{2\sqrt{3}}{\Delta\lambda^2(\text{m}^2)}, \quad \Delta\lambda^2 = \lambda_{\max}^2 - \lambda_{\min}^2 \quad (6.22)$$

と書け、波長 2 乗空間の範囲が RM 分解能を決めていることが分かる。特に長波長側の観測帯域を増やすと、効果的に積分範囲が拡大し RM 分解能が向上する。一方で、長波長にいくと偏波解

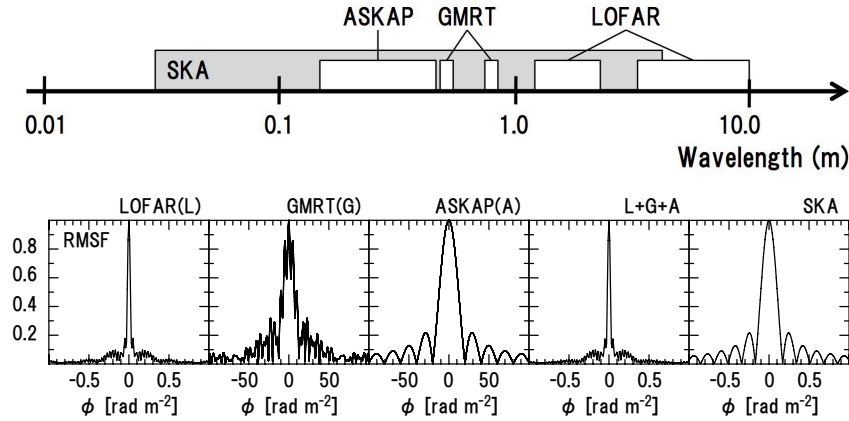


図 6.3: 回転測度波及関数 (RMSF) $R(\phi)$ の例 (Akahori et al., 2014b)。横軸のスケールが異なることに注意。SKA 以上に長波長まで網羅する LOFAR の方が RMSF のメインピークの幅が SKA より狭く、すなわちファラースペクトルの分解能は高い。しかし数 10 rad m^{-2} 以上に広がったファラースペクトルに感度が低い。多くの天体の標準的な RM $O(1 - 1000) \text{ rad m}^{-2}$ を探るには、SKA の帯域でシームレスに観測するのがもっとも良い。

消が無視できなくなる。偏波解消が強く起こる目安は偏波角が π だけ回転する RM と波長の関係に他ならないので、観測可能な最大の RM 構造は次のように書ける。

$$L_{\phi, \max} (\text{rad m}^{-2}) \approx \frac{\pi}{\lambda_{\min}^2 (\text{m}^2)} \quad (6.23)$$

効果的にトモグラフィーをするにはこれら 2 つの制限を同時に改善する必要がある。それが SKA などの広帯域観測の実現によってトモグラフィーが急速に実用化されつつある理由である。

Faraday tomography の 2 つの課題 ファラデートモグラフィーによって天体の 3 次元構造を探るにあたって我々は以下の 2 つの問題に着目している。1 つは観測された偏波強度スペクトル $P(\lambda^2)$ からどのようにファラースペクトル $F(\phi)$ を再現するか。もう 1 つは得られたファラースペクトルの解釈、つまり $F(\phi)$ からどのように物理的情報 (磁場、熱的電子、宇宙線電子の分布) を引き出すかである。

1. ファラースペクトルの再構築 $P(\lambda^2)$ と $F(\phi)$ は数学的にはフーリエ変換の関係にあるので、単純には逆変換をすることで $P(\lambda^2)$ から $F(\phi)$ を得ることができることはすでに紹介した。しかし、偏波強度 $P(\lambda^2)$ の定義域が $\lambda^2 > 0$ であるため $\lambda \leq 0$ の領域のデータは原理的に得ることができない。また $\lambda^2 > 0$ の領域であっても望遠鏡の観測帯域によって限られてしまう。従って、逆フーリエ変換を完全に行うことはできないために生じる情報劣化を回復するための様々な方法が考案されている。

RM CLEAN RM CLEAN は、dirty FDF のサイドローブを除去し、メインピークを明瞭にする手法である (Hogbom 1974; Heald et al. 2009)。原理は電波干渉計における像合成での CLEAN と同じである。まず、dirty FDF の最大値を見つけ ($\phi_p, \tilde{F}(\phi_p)$)、その場所に RMSF をシフトさせる。次に、dirty FDF から $\gamma \tilde{F}(\phi) R(\phi - \phi_p)$ の量を複素数上で引く。ここで γ は gain と呼ばれる量で

1以下の値を取る。そして、 $\gamma|\tilde{F}(\phi_p)|$ の大きさをRMSFのFWHMの幅を持ったガウシアンを新たに作っていく。これらの操作を規定の回数もしくは残差がthresholdの値になるまで繰り返す。thresholdは一般に、dirty FDFの中央値にdirty FDFの標準偏差を足したものが用いられる。最後に、CLEANed FDFに残差を足して完成である。

QU-fitting QU-fittingは、観測量である偏波スペクトルからの不完全なフーリエ変換を行わずに、モデルフィットによってFDFを構築する手法である。QU-fittingは1)モデルの仮定、2)モデルパラメータの推定、3)最適なモデルの選択、の3つの行程から成る。まず、一つ目のモデルの仮定では、(一般に計算量削減のために)数学的に完全なフーリエ変換が可能である関数(デルタ関数、ガウシアン、トップハットなど)を考える。関数の形や数は単純な逆変換やRM CLEANの結果から推察する。次に、モデルパラメータの推定はMarkov Chain Monte Carlo (MCMC)法におけるメトロポリス-ヘイスティングスアルゴリズムを用いて行う。これは、パラメータ空間においてある決められた幅を持ったステップ幅でランダムに遷移させた時に尤度の高いパラメータ値を採択していき、best-fitパラメータの値を推定する方法である。また、このアルゴリズムでは尤度が下がった場合でもある確率でそのパラメータの値を採用するため、最急降下法などのより単純な手法と比べて、尤度の局所的な最小値にトラップされにくくなっている。最後に、仮定したモデルの中からどのモデルを選択するかに関して、我々はAkaike Information Criterion (AIC)またはBayesian Information Criterion (BIC)を用いて評価する。これらは、データとモデルの適合度、および、モデルのシンプルさをバランスよく評価する指標であり、BICの方がモデルのシンプルさに関する制約が強い。これらの値が最小となるモデルを最適なモデルとして採用する。

スパースモデリング 一般的にスパースモデリングとは、劣決定問題を解く際に解の要素がほぼ0であることがわかっているならば、一意に解を推定することができる手法である。これをFDFの再構築に応用する。通常観測される偏波スペクトルのチャンネル数よりも求めたいFDFの要素数が多いので、我々が抱えている状況は劣決定問題である。そのような時に求めたいFDFの要素がほぼ0であるとわかっている、かつ、以下の式

$$F(\phi) = \min \left[\frac{1}{2} \|P(\lambda^2) - AF(\phi)\|_2^2 + \alpha \right]. \quad (6.24)$$

で得られる解を最適な $F(\phi)$ として解く。Aはフーリエ行列、 α は制約項と呼ばれ、我々は、L1制約項とTotal Square Variation (TSV)制約項と呼ばれる二つの制約をかける。L1制約とは、FDFのtotalの明るさを小さくせよという制約であり、これは、L1の制約が強ければとにかくスパースな解を選択することを意味する。TSV制約は、得られるFDFを滑らかにせよという制約であり、これは、TSVの制約が強ければガウシアンのような ϕ 空間で広がったFDFを選択することを意味する。これら二つの制約は相反する制約であり、交差検証によって制約の度合いを調節する。

2. ファラデースペクトルの解釈 ファラデースペクトルを観測データから再構築することができたとして、例えば銀河について我々が知りたい情報は、大局的な磁場の形状と強さ、熱的電子や宇宙線の密度分布、乱流の特徴的なスケール・強さや空間スペクトルだろう。ところが、一般にファラデースペクトルからこれらの物理的な情報をどう引き出せるかは自明ではなく、そして単純ではない。図6.4にはいくつかの銀河モデルに対するファラデースペクトルの偏波角と偏波強度が ϕ の関数としてプロットされているが、その形状は非常に複雑であることがわかる。実はこれ

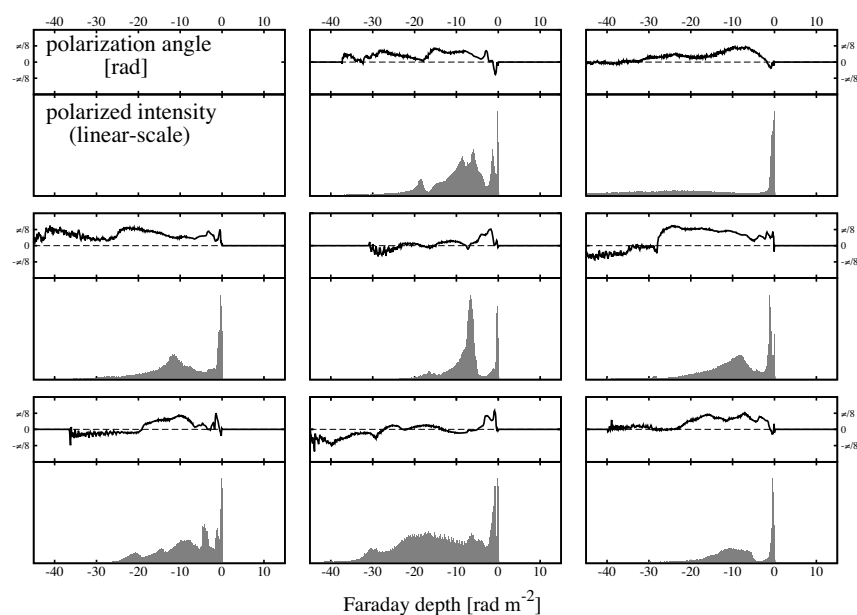


図 6.4: face-on の渦巻銀河モデルより計算したファラースペクトル (Ideguchi et al., 2014b)。上段は偏波角、下段は偏波強度である。垂直磁場の強さや熱的電子・宇宙線分布の scale height など銀河の大局的なパラメータが同じでも、乱流の再現が異なるだけで形状はかなり異なるのが分かる。

らのファラースペクトルは全て同じ銀河モデル、つまり垂直磁場の強さや熱的電子・宇宙線分布の scale height など銀河の大局的なパラメータが等しい銀河モデルのもので、ただ乱流の再現だけが異なるのである。それにも関わらず、ピークの数や幅などに関して驚くほど多様である。これをどう特徴付けし物理的に解釈するかは今後の課題で、Ideguchi et al. (2014b) ではファラースペクトルの形をその広がりや歪度、尖度などで特徴づけて物理的情報を引き出す試みをしているが、今後さらなる研究が必要である。

6.1.2 星間・天の川銀河磁場の科学的課題

はじめに

天の川銀河と星間ガス 天の川銀河は約 2 兆個の恒星の集団である。恒星の大部分は半径約 15-20 kpc 程度の円盤状に分布し、円盤内に渦巻き状に明るく輝く渦状腕を形成しながら、天の川銀河中心に対して公転運動をしている。太陽は銀河中心から約 8 kpc 離れた円盤部に位置する。また恒星は円盤部を大きく取り囲むハローと呼ばれる空間にも広く分布している。恒星と恒星との間の星間空間には水素が主成分の星間ガスが存在し、星間ガスの総質量は恒星の総質量の 10 分の 1 程度、円盤部での平均数密度は約 1 cm^{-3} である。ガスは主に温度の違いを反映して、水素分子で構成された分子雲、水素原子で構成された HI ガス、そして電離水素の HII ガスと呼ばれ分類されている。分子雲は低温高密度の状態にあり恒星を生み出している。HI ガスは円盤部において質量や体積の大部分を占めている。それぞれのガスの温度や密度は異なるが、圧力はほぼ同じ値に保たれている。さらに、ハローには X 線で観測されるような高温ガスも存在する。

星間ガスが帯びる磁場 星間ガスには一般に星間磁場が付随する。天の川銀河には平均的には渦状腕に沿うような大局的に整列した磁場が存在し (Sofue et al., 1986)、その強さは $3 \mu\text{G}$ 程度である。これと同時に局所的にはランダムな磁場成分も存在し、その強さは $5 \mu\text{G}$ 程度である (Haverkorn, 2014)。ランダムな磁場は主に星間ガスの乱流に起因しており、コルモゴロフ則の乱流のエネルギースペクトルが確認されている。その乱流磁場の相関長は渦状腕で 20 pc 、渦状腕の間で 100 pc 程度と見積もられている (Haverkorn et al., 2006)。ハローにおいても円盤部と同程度のおよそ $10 \mu\text{G}$ 以下の大局・局所磁場が存在することが示唆されている (Haverkorn, 2014)。天の川銀河ではさらに、銀河中心に強い磁場 ($\sim 50 \mu\text{G}$) が観測されている (Crocker et al., 2010)。

星間磁場と宇宙線の関係 宇宙線の大部分は超新星爆発等によって加速された高エネルギー陽子と考えられている。単位体積あたりの宇宙線のエネルギーは星間ガスの内部エネルギーや磁場のエネルギーと同程度である (Ferrière, 2001)。従って、星間ガスの力学には磁場と同様に宇宙線の圧力も無視できない (Parker, 1966)。荷電宇宙線はジャイロスケールの乱流磁場からの力を受けて運動する。 100 pc より大きいスケールでは、受ける力が空間的非等方性を持つことで大局的磁場に沿った宇宙線のエネルギー輸送効果が現れる (Skillington, 1975)。星間空間における宇宙線の伝播では、乱流磁場による散乱過程を考えることが重要である。乱流磁場は、エネルギースペクトル、エネルギー注入スケール、散逸スケール等で特徴づけられる。観測によってこれらを知ることで宇宙線の伝播を予測することができるし、逆に宇宙線の分布等から乱流磁場の特徴を調べることができる。また、このような宇宙線と磁場の相互作用の結果、それらのエネルギーが等分配になっているか否か、またその空間スケールとの関係について観測的・理論的に調べることは重要な課題である (Seta & Beck, 2019)。

星間磁場の理論

磁場の起源と2つの不安定性 銀河の磁場を説明するひとつのモデルとして、ダイナモモデルが提唱されている (Parker, 1971)。これは銀河の回転の運動エネルギーや乱流の運動エネルギーを磁場のエネルギーに変換するモデルである。また、近年、以下に述べる磁気回転不安定性も星間磁場の増幅機構として注目されている。ここでは、大スケールの星間ガスにおいて重要と考えられる二つの不安定性について紹介する。

磁気回転不安定性 磁気回転不安定とは、差動回転する円盤のプラズマガスにおいて、ガスを貫く磁場により角運動量が内側から外側に輸送されて生じる。内側のガスは角運動量を失って落下し、外側のガスは角運動量を得て外向きに移動する。この際磁力線が伸張され、磁場を効率的に増幅する。しかし小スケールの磁場を生成しやすく、銀河の大局的に整列した磁場を形成できるのかは未解明である。事実、磁気回転不安定性で成長した小スケールの磁場は様々な方向を向いているので、円盤内で相殺してしまう。つまり、磁気回転不安定性は磁気エネルギーを増幅できるが、大局磁場となる磁束を増幅できない。円盤内で大局的に磁場が増幅するためには、磁気回転不安定性が成長するのみではなく、円盤から磁束の一部が逃げていく効果が必要であることが、銀河ガス円盤の数値実験から示されている (Nishikori et al., 2006)。

パーカー不安定性 パーカー不安定とは、重力場中のプラズマガスが磁気圧によって持ち上げられている時の重力エネルギーを開放することによって生じる。ガスが磁気ループに沿って落下す

ると同時に、磁気ループは浮力を得て上空へと膨張する。前述において円盤から磁束が逃げていく物理機構がパーカー不安定である。つまり大局的な磁場の増幅においては磁気回転不安定性だけでなくパーカー型の浮力効果(従って密度の成層構造)も重要である。ここで、銀河の星間ガスを考える時、パーカー不安定性に大きな影響を与える要素が宇宙線である。宇宙線の影響については日本のサイエンス (§6.3.2) にて詳しく紹介する。

星間磁場の観測

パルサー観測 天の川銀河の星間磁場を測定する有力な手段の一つは、パルサーのパルス分散とファラデー回転を共に観測することである。ここでパルス分散とは、電波がプラズマ中を伝搬する際その伝搬速度が波長により異なるため、パルスを観測するとパルス到達時刻が波長で分散する現象である。電離ガスの数密度を n_e 、パルサーまでの距離を L とすると、パルスが通過した電離ガスの密度と距離との積(分散測度, DM) は $DM = \int n_e dr$ と書く事ができる。これと RM の式(式 6.9) との比をとると、磁場の視線方向の強さの密度重み付き平均値を見積もることができる。今のところ、パルサーの数が少なく($\sim 10^3$ 個程度)、またパルサーまでの距離が曖昧なため、天の川銀河のどの位置の星間磁場を測定しているのかという点に不確かさが残っているが、SKA でパルサーアストロメトリが進めば、大きく改善されると期待されている。

背景の系外偏波源観測 パルサーの代わりに遠方の銀河が発した電波の RM を参照することもできる。図 6.1 右には VLA の NVSS 全天サーベイで得られた 37543 個の系外の天体の RM を示したが、このカタログの登場によって天の川銀河の磁場研究は大きく進展した。この方法ではパルサーより数が多いため、天球上においてよりきめ細かい RM のマップを得ることができ、細かく磁場分布を探ることができる。デジタルカメラで言うところのピクセル数が多いのである。しかし、パルサーと異なり電離ガスの密度を直接求める方法がないため、視線方向に存在するガス密度の分布モデルを仮定しなくてはならない。また、視線方向にあるすべての磁場が積分された値で得られるため、星間磁場の局所的な情報に還元するためには、磁場分布のモデルも必要となる。

課題 星間磁場の構造の全容はよく分かっていない。それは、主に私たちが天の川銀河に属している事に由来する(森の中にいると森の全体像をつかみにくいことに似ている)。全貌がはっきりしないために、その起源の理論的解明も十分に進んでいない。SKA に期待されることは、特徴的な磁場構造を見つけること、そしてその観測精度をあげることである。例えば最近、太陽より銀河中心側の銀河円盤で、大局円盤磁場の向きが反転している(例:時計回りが反時計回りに)という結果が、パルサー・系外偏波源の RM データから分かった(Haverkorn, 2014)。SKA でこういった観測が進めば、そのような構造を説明する理論に議論を絞り込んでいくことが可能になる。

6.1.3 系外銀河磁場の科学的課題

はじめに

系外銀河と磁場 これまでの観測から、近傍ならびに遠方の系外銀河でも磁場の存在が確認されている。ゆえに銀河の磁場は天の川銀河に限ったことではない。系外銀河では、銀河の全体を外から俯瞰できること、サンプルが1つだけではないことから、銀河磁場の多様性や時間進化、さらには星形成や銀河形態との関連など、多岐にわたる研究が可能と期待される。

系外銀河磁場の理論

系外銀河の磁場の理論的課題は前節の星間・天の川銀河磁場と基本的に共有している。加えて系外銀河では、早期型や晩期型といった形態、星形成の程度、銀河中心核の活動性、などと磁場との関係性にも興味が広がる。銀河磁場は星間ガスに付随するゆえに、磁場の歴史と星間ガスの歴史は不可分であり、物質循環のサイクルをなす星形成史とも不可分だろう。ファラデー回転を起こすプラズマの密度は、星間ガスが星になるにつれて減少するので、銀河の RM は緩やかな赤方偏移進化をするかもしれない。また、超新星爆発や星風のフィードバックが断続的に乱流場を駆動し、プラズマや磁場を円盤からハロー、そして銀河間空間へと輸送しうる。これらフィードバックも星形成率と関係するはずである。銀河風、ラム圧、AGN 活動などを通じて、銀河磁場は銀河間物質とも結びついていると考えられる。

近傍の系外銀河磁場の観測

大局磁場 系外銀河にも大局的な磁場が存在する。NGC 6946 銀河や NGC 2997 銀河、M83 銀河では、渦状腕の間の領域で整列磁場が強い傾向がある。銀河腕の差動回転でおこる回転ずれ(シア)の強い領域、ガス圧縮が生じる領域、乱流が小さい領域で、磁場の整列が見られる。一方で、磁場の整列度合いは星形成と相関しないことが示唆されている。天の川銀河では円盤磁場の渦状腕に沿った反転 (van Eck et al., 2011; Han et al., 2006) が検出されており、近年、系外銀河でも同じような反転が検出された (Kurahara, & Nakanishi, 2019; Nakanishi et al., 2019)。

乱流磁場 系外銀河にも乱流磁場が存在する。偏波解消を用いて RM の分散とその空間特性が議論されており、乱流磁場の相関長は 50 pc と見積もられている (Beck, 2007)。角度分散解析を 5 GHz 高分解能データに適用した研究では、乱流磁場のうち、整列磁場に対して平行な成分の相関長は 100 pc、垂直な成分の相関長は 50 pc と見積もられた (Houde et al., 2013)。1.4 GHz 偏波マップの勾配解析からは、電離ガスは亜音速または臨界点にあると示唆された (Burkhart et al., 2012)。

ハロー磁場 系外銀河ではハローの研究も進んでいる。 α - Ω ダイナモ理論によると円盤磁場はハローに弱いポロイダル磁場を伴うはずで、実際に X 字型の磁場が観測的に見つかっている (Krause et al., 2014; Soida et al., 2011)。近年、JVLA を用いた近傍銀河のサーベイ観測 (Irwin et al., 2012) の結果から、複数の天体における、シンクロトロン放射のスケールハイトやスケールレンジも測定されている (Krause et al., 2018)。また、ハローにおける X 字型の大局磁場の反転なども示唆されている (Mora-Partiarroyo et al., 2019)。NGC 253 銀河のスケールハイトと宇宙線電子寿命から、アウトフロー速度が脱出速度を超える 300 km/s であるという研究も電波観測で行われた (Heesen et al., 2009)。この宇宙線電子の起源は不明で、電波とガンマ線の比較を行うことによって、宇宙線電子がハドロン起源かレプトン起源かを切り分けられるだろう。

銀河形態と磁場 AGN を伴わない Sa 型銀河、S0 型銀河、楕円銀河は星形成がなく、宇宙線電子が少なく、シンクロトロン放射が見えない。しかし、渦巻銀河に類推されるように、差動回転による磁気回転不安定性やパーカー不安定性、小スケールダイナモにより、大局・局所磁場が存在する可能性がある。矮小銀河はダイナモによる増幅が起きにくいと考えられるが、IC10 銀河などでは大局磁場が観測されており、銀河形成を解明する上で重要な天体である。大小マゼラン雲も回転速度が小さいにもかかわらず、ファラデー回転観測によると整列磁場が確認されている。NGC 6946

の磁場のモード数 m_B は渦状腕部で $m_B = 2$ となっており (Kurahara, & Nakanishi, 2019)、これは渦状腕のモード数 m_D の半分 $m_B = m_D/2$ になっている。これは Chiba, & Tosa (1990) で示唆されるような渦状腕構造との共鳴によって説明される。

磁場とガス力学 銀河には速い磁気音波と遅い磁気音波が存在することが、2次元 MHD 計算などから分かる。速い磁気音波は棒渦巻き銀河における爆発的星形成リングを形成し、遅い磁気音波はパーカー不安定を生じさせる。NGC 6946 銀河や M51 銀河の磁場はこれらで上手く説明される。棒渦巻き銀河では、磁場形状はガスの動径運動を反映しており、銀河中心では強い磁場 (50-100 μG) の影響でガスが中心部へ流入し星形成を活性化させているようである (Beck et al., 2005)。また、観測的に、銀河の大局的な構造と星形成の元となる分子雲の磁場には相互関係がある (Li & Henning, 2011) ことが示唆されている。

電波-遠赤外線の間 銀河の電波連続波および遠赤外線の放射強度は良く相関する (Bell, 2003)。強度スケール4桁にわたってこの相関は成立しており、kpc スケールの分解能でマッピングした観測データでも渦状腕の間も含めて成立している (Dumas et al., 2011)。この相関関係は $z = 3$ から現在 $z = 0$ に至るまで進化しない (Murphy et al., 2008)。光学的に厚い場合については、この熱的放射 (遠赤外線) と非熱的放射 (電波) の相関関係は、ダスト加熱と超新星爆発頻度が大質量星の個数密度と相関していることにより生じると解釈されている。また光学的に薄い場合では、磁場とガスの非線形な関係で相関が生じるためと解釈されている。相関のべきは領域ごとに異なり、宇宙線電子の拡散距離よりも小スケールでは相関が成立しなくなる。磁場の整列度は宇宙線電子の伝搬に関係すると考えられるため、磁場は電波-赤外線関係の理解にも重要な要素である。

課題 本質的な課題は、観測サンプルが全く少ない点にある。現在までに主要なサーベイとなっている WSRT-SINGS (Braun et al., 2007; Heald et al., 2009; Braun et al., 2010) でも 34 個の近傍銀河にとどまる。さまざまに分類分けして磁場の普遍性や多様性を探るためには、分類ごとに数 10 のサンプルは必要で、ゆえに数 100 の近傍系外銀河サンプルが最低でも求められる。上記の結果の普遍性を追求するためには、SKA で大集光力を実現し銀河サンプルを桁で増やすしかない。

遠方の系外銀河磁場の観測

観測の現状 電波放射に関しては、感度が全く足りないため、赤方偏移 z が 0.1 を超えるような系外銀河観測はほとんど達成されていない。ファラデー回転と偏波解消を用いた方法では、いわゆる吸収線系として振る舞う介在銀河の調査が最近進みつつある (国際サイエンス §6.2.3 を参照)。近年、 $z = 0.439$ における天体の重力レンズ効果を用いた背景偏波源の観測から、 $z = 0.439$ での銀河にも大局的な揃った磁場があることが検出された (Mao et al., 2017)。

課題 小スケールの磁場が乱流によって素早く構築される一方で (Schober et al., 2012)、そろった大局的磁場は長い時間 (円盤の回転周期程度) をかけて構築されると期待される (Brandenburg & Subramanian, 2005)。Arshakian et al. (2009) の数値実験によれば、もし $z = 3$ において銀河円盤で kpc スケールの μG 強度の磁場が作られたなら、それが銀河スケールの整列した磁場に成長するには $z = 0.5$ 程度までかかる。その間、特に星形成が盛んだった赤方偏移 $z = 2$ から現在まで、星形成の影響も重要だろう。SKA に大集光力を与え、高遠方の銀河までも観測することで、直接観

測して検証することが重要である。ファラデー回転や偏波解消に関しても、背景の探知できる偏波源を増やせば、より本格的な議論が可能になる。プラズマの密度は銀河のシンクロトン偏波、ファラデー回転と偏波解消、そしてゼーマン効果を通じて探ることができると思込まれる。

6.1.4 AGN ジェット・核周円盤磁場の科学的課題

はじめに

活動銀河中心核 (AGN) 銀河の中心には $10^6 - 10^9$ 太陽質量の超巨大ブラックホールが存在して、電波から X 線まで幅広い波長で突然増光するフレア現象や激しい時間変動などの活動性が観測されている。天の川銀河の中心領域には Sgr A* と名付けられたブラックホールにおいても過去の活動性の痕跡が見つかっている。加えて、例えば M87 銀河では、母銀河の数百倍にも及ぶジェットと呼ばれる噴出流も観測されている。このような活動性は、銀河中心巨大ブラックホールとその周りに存在する降着円盤によって引き起こされていると考えられている。AGN 核周領域では、半径数百 pc スケールでガスがブラックホールを中心に回転している Circumnuclear Disk (CND)、そしてそれよりさらに内側に半径 10pc 未満のガストラスが存在している。AGN の活動エネルギーは CND からトラスを経てブラックホールへガスが質量降着することで供給されると考えられている。CND およびトラス内の回転ガスから角運動量を引き抜きブラックホールへ降着させる機構として、磁場の役割が大きく注目されている。

AGN の分類 AGN は大まかに Radio-Loud(RL)-AGN と Radio-Quiet(RQ)-AGN に分類される。磁場研究の視点からは電波で明るい、RL-クエーサー、ブレイザー (Blazar)、ファナロフ-ライリイ (Fanaroff-Riley; FR) 電波銀河が主な研究対象である。クエーサーはその 5-10%程度が強い電波を放ち、そのほとんどの母天体は楕円銀河である。一方、電波の弱いクエーサーの母天体は楕円銀河と渦巻銀河双方あり特別な傾向は無い。クエーサーは赤方偏移分布に偏りがあり $z = 1.7 - 2.7$ に多い。ブレイザーは様々な観測的示唆から、AGN のうち観測者を指向したジェットをもつケースと理解されている。FR 銀河はコア・ジェット・ローブと呼ばれる電波の強い領域がある銀河である。コアから両側にジェットが形成され、ジェットは周囲の物質でせき止められローブと呼ばれる膨らんだ構造を形成する。FR 銀河は I 型と II 型に分類されている。I 型は幅の広い輝線が存在しローブは外側に向かって暗くなる。一方、II 型は幅の狭い輝線が観測され、細く絞られたジェットと、ローブの縁にはホットスポットと呼ばれる明るく輝く点が見られる。Mingo et al. (2019) では、LOFAR Two-Metre Sky Survey によって 5806 の RL-AGN の調査が行われて、I 型と II 型分類に対するさらなる統計的研究がなされている。近年では、片側に I 型、もう反対側に II 型を持つ Hybrid morphology radio source (HyMoRS; Gopal-Krishna & Wiita, 2000) の存在や、FR I 型と似たコアを持つが広がった ($< 5\text{kpc}$) ジェットが観測されない FR0 型銀河の新たな分類分けがなされている (Baldi et al., 2015)。0 型は、近傍 ($z < 0.05$) で I 型に対して 5 倍以上存在し、系外における新たなガンマ線放射源として期待されている (Baldi et al., 2019)。

宇宙ジェット 宇宙ジェットとは、中心天体から双方向に吹き出すプラズマ流で、細く絞られた構造が系の数百倍以上の長さ、AGN ジェットでは kpc-Mpc スケールに渡って、維持されている現象である。中心天体は中性子星などのコンパクト星やブラックホールである。ジェットの形成機構は、天体へ落下するガスの作る降着流からの放射圧による輻射駆動モデルと、降着円盤・中心星磁場による磁気駆動モデルが考えられている。ジェットを構成するプラズマは、陽子-電子プラズ

マカ、電子-陽電子プラズマかで議論の渦中にある。AGN ジェットの電波で明るく光るスポットの経年移動を調べた所、見かけの速度が光速を超えていた。これは相対論的ビーミング効果によると考えられている。本稿では M87 のような巨大なジェットを噴出する AGN に焦点をあてる。

AGN ジェット磁場の理論

ジェットのメカニズム AGN でジェットを形成する過程の詳細には多くの謎があるのに対して、ジェットの形成に必要な要素については意見の一致がある。それは回転コンパクト天体の重力ポテンシャル、周辺降着円盤からの物質、そして降着円盤と一緒に回転している磁場である。磁場がジェットの形成に重要であることから、AGN の磁場の研究は AGN のジェットの研究と表裏一体である。AGN ジェットは磁場の中で作られ、磁場はジェットに部分的に引きずられるので、AGN のシンクロトロン放射の観測は MHD や放射モデルを精査するのに適している。どのように相対論的ジェットは実際に形成されるのか。何がジェットの成分なのか (電子・陽子)。どのように粒子加速が AGN の中で働くか。何がジェットのパワーの違いを産むのか。そして相対論的ジェットを電磁場のエネルギー優勢状態から噴出物の運動エネルギー優勢状態へと進化させる過程は何か。これらの理論的問題が AGN・ジェット磁場に関して未解決である。

AGN ジェットの役割 AGN からの相対論的ジェットは膨大な量のエネルギーを周辺へ放出し、ホスト銀河とその周辺の熱的なガスをアウトフローで押し出し、銀河間物質を重元素と磁場で汚染すると考えられている。その押し出しはジェットを減速させ、星形成を制限し、超巨大ブラックホールの成長を調整し、超高エネルギー宇宙線の加速効率を決めると言われている。ゆえにこれらの現象の理解は宇宙の構造形成を理解するために欠かせないが、どの程度アウトフローで押し出せるのかや、どの程度星形成やフィードバックを抑制するのかは謎である。

AGN ジェット磁場の観測

これまでの電波観測 質量降着への磁場の影響は近傍宇宙でも高赤方偏移でも認識されてきた (Beck et al., 1999; Latif et al., 2014)。そのほかの AGN・ジェットの電波観測については国際サイエンス (§6.2.4) にまとめられているので、そちらを参照されたい。

課題 高感度に電波ジェットの全体を観測しかつそれを高い空間分解能で分解すること、すなわち高感度高分解のイメージングが重要である。加えて広帯域の電波・偏波スペクトルが有益である。これらを観測で取得し、シミュレーションなどの理論研究と比較していくことが解決の方法である。そしてそれらを多くのサンプルで実現することで、初めて AGN・ジェットの多様性や普遍性にまで追求が可能となるだろう。以上は SKA のような大望遠鏡なくしては達成できない。

核周円盤の理論と観測

核周円盤の磁場 ガストラスの幾何学的・光学的に厚い観測結果を説明するために、Lovelace et al. (1998) はガスの厚さを磁場で解決するモデルを提案した。しかし Wada (2012) は、降着円盤からの X 線の輻射圧がガスに影響を及ぼすことでガスを吹き上げて循環することで幾何学的に厚くなることを 3次元輻射流体シミュレーションによって示し、最も近傍の典型的なセイファート銀河

Circinus Galaxy (ESO 097-G013) の観測を説明することに成功している。磁場と輻射圧を考慮した計算 (e.g. Chan & Krolik, 2017; Dorodnitsyn & Kallman, 2017) も実施されているが、磁場の役割を明らかにしていないことと低温ガスを考慮していないという問題があった。低温ガスを貫く磁場がダイナミクスに及ぼす影響はわかっていない。

これまでの電波観測 数百 pc スケールの CND はこれまでも観測的に確認されており、たとえば Hubble Space Telescope (HST) の観測により近傍銀河の中心に電離ガスやダストの円盤状の形状が検出されている (e.g. NGC 4261 for Jaffe et al. 1993; M87 for Ford et al. 1994; NGC 3245 for Barth et al. 2001)。また、最近のミリ波サブミリ波による干渉計観測でも、近傍銀河中心において分子輝線にトレースされた 10-100 pc スケールの CND がいくつか検出された (e.g. Centaurus A for Espada et al. 2009; NGC1068 for Kamenetzky et al. 2011; Circinus galaxy for Izumi et al. 2018)。

6.1.5 銀河団磁場の科学的課題

はじめに

銀河団と銀河団物質 銀河団は数 10 から数 100 個の銀河が数 Mpc の物理スケールに密集した天体である。熱的 X 線や高階電離した重元素の輝線が観測されることから、電子密度 $10^{-4} - 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ 、温度数千万度の銀河間物質 (銀河団物質) も存在している。銀河や銀河団物質の典型的な空間分布から銀河団はおおむね力学平衡の自己重力系とみられ、銀河の速度分散やガスの温度は銀河団の重力ポテンシャルに相当するべきなので、銀河の 30 倍、銀河団物質の 5 倍程度の質量のダークマターが存在すると考えられている。そこから導かれる銀河団の質量は $10^{13} - 10^{15}$ 太陽質量に達し、紛れもなく宇宙最大の天体である。銀河団物質は 10^{45} erg/s に達する強力な X 線を放射し、観測に適した明るい光源として宇宙に幅広く存在する。銀河団は乱流や磁場、プラズマ物理を探る理想的な実験場であり、宇宙の構造形成や化学進化を知るための重要な手がかりである。

銀河団磁場 銀河団物質は銀河団磁場を帯びている。その証拠として、銀河団の背後や内部にある偏波源で銀河団磁場起源と考えられるファラデー回転が数多く測定されている。また銀河団の大きさにも広がった電波放射が観測されており、宇宙線からのシンクロトロン放射と解釈されている。放射は大きく 3 種類に分類されている。銀河団のごく中心部 ($\sim 100 \text{ kpc}$) に見られる mini-halo (ミニハロー)、銀河団の中心部に見られ銀河団からの X 線放射の分布と比較的よく対応する halo (ハロー)、そして銀河団外周部に銀河団の円周方向に伸びて観測される relic (レリック) である。電波ハロー・電波レリックそれぞれ 50 天体以上が調べられている (Ferretti et al., 2012)。銀河団磁場の起源については宇宙大規模構造の磁場 (§6.1.6) と共有しているのでそちらで紹介する。

銀河団磁場の理論

ファラデー回転と磁場のモデル 銀河団の磁場構造は乱雑であると推測され、視線積分量であるファラデー回転の観測からベクトル量である磁場の情報を導き出すのは簡単な問題ではない。必然的に磁場構造について何らかのモデルが必要となる。以前は、ある一定の長さ (反転長) ごとに一定強度の磁場が確率 1/2 でランダムに正負の値を取るような単純なモデルが用いられた。X 線観測から得られる銀河団物質の空間分布と組み合わせ、RM の分散などを再現する反転長や磁場強度が調べられた (Kim et al., 1990, 1991)。しかし、現在ではそのようなモデルは単純過ぎると思

われており、より現実的なモデルが提案されている (Enblin & Vogt, 2003; Murgia et al., 2004)。典型的なものでは、磁場はランダムガウシアンであるとして最大スケールと最小スケールにカットオフを入れた冪則型の空間パワースペクトルを仮定し、さらにガス密度と磁場強度とに相関を仮定する。そのようなモデルと観測された RM の各種統計量を空間分布まで含めて比較することで、磁場強度などのモデルパラメーターの決定が行われている (Guidetti et al., 2008)。

電波放射の起源 宇宙線電子 ($\sim \text{GeV}$) のシンクロトロン放射や宇宙背景放射との逆コンプトン散乱による冷却時間は $\sim 10^8 \text{ yr}$ であり、銀河団の年齢 $\sim 10^{10} \text{ yr}$ に比べて大変短い。そのため、冷える前に電子は広大な銀河間空間に広がる必要がある。その点を踏まえて、電波放射に関して次のような理論モデルが提唱されている。まずハローは、銀河団ガスの乱流により宇宙線電子が加速されたことにより生成されたというモデルが有力である (Brunetti et al., 2001; Ohno et al., 2002; Fujita et al., 2003)。これは、ハローが見られる銀河団の多くが衝突銀河団であり、乱流が存在するのは自然と思われるからである。また、乱流は銀河団中の広領域にわたって電子を同時に加速できるので、電子の冷却時間が短いという問題を回避できる。レリックは、銀河団の形成に伴って発生した銀河団周囲の衝撃波で電子が加速されたという説がある (Enblin et al., 1998; Fujita & Sarazin, 2001)。これはレリックでしばしば強い偏波が見られること、そして実際に X 線で衝撃波構造が見られる観測事実 (Akamatsu & Kawahara, 2013) と一致する。ミニハローはハローと異なり、衝突していない銀河団で見られることが多く、ハローと起源が異なることが示唆されている。例えば銀河団中心部の AGN で加速された陽子が周囲の銀河団ガスと反応すると電子を生成する。それがシンクロトロン放射をしているという説がある (Fujita & Ohira, 2013)。

銀河団磁場の観測

これまでの電波観測 これまでの銀河団の電波観測については Ferretti et al. (2012) の秀逸なレビュー論文があるので、そちらを参照されたい。国際サイエンス (§6.2.5) でも少し紹介する。

課題 1 : ファラデー回転 より現実的なモデルを考えることによって観測量をうまく説明できるようにはなってきたが、パラメータが増えたことから、パラメータの複数の解がありうる縮退問題が生じている。RM は偏波源が存在する場所ではしか得られないため、任意の場所を調べられるわけではなく、得られる場所が限られていることがパラメータ縮退の一因である。SKA の大集光力によって観測可能な系外偏波源が飛躍的に増大すれば、この問題は大きく改善するだろう。

課題 2 : シンクロトロン放射 電波放射の起源に関する諸説は、限られた観測データをもとに、主に理論の立場から構成されたものである。理論そのものにも不定性が大きく、例えば乱流で十分電子が効率よく加速できるかどうか議論がある。また、上で挙げたもの以外の説もちろんある。現状を打破し、銀河団からの電波放射の起源を明らかにするためには、より高精度な観測を行い、理論モデルと比較することが求められる。例えば SKA の高感度観測から、より暗い電波放射を検出することで、電波放射の起源となっている宇宙線と磁場の広がりを制限することができれば、その放射起源に重要な示唆を与えるだろう。宇宙線電子のエネルギースペクトルの決定がビーム幅による平均化の影響を受けていると電波レリックでは指摘されている。SKA の高分解観測によってこの問題は改善されるだろう。

課題3：視線上の構造 銀河団の磁場構造はランダムな成分を考慮することが多いが、電磁流体シミュレーションの結果を見ると、衝撃波や接触不連続面にそってコヒーレントな磁場構造が現れることも予想されている (Takizawa, 2008; Zuhone et al., 2011)。さらに、偏波源自身や天の川銀河磁場によるファラデー回転の影響が銀河団磁場の測定結果に系統的な誤差として入っていることも予想される。この点に関してはSKAによる広帯域観測によって可能になるファラデートモグラフィの手法を適用することが有用であると考えられる。

6.1.6 宇宙大規模構造磁場の科学的課題

はじめに

中高温銀河間物質 宇宙の物質はグレートウォールに代表される蜘蛛の巣状の構造をし、標準宇宙論に基づけばおよそ30:5:1の割合でダークマター、銀河間物質、そして星・銀河が存在する。銀河間物質はビッグバン元素合成理論に基づけば水素とヘリウムの混合プラズマであり、酸素や鉄など星由来の重元素も含んでいると期待される。銀河フィラメント内の銀河間物質は電子密度 $10^{-7} - 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度 $10^5 - 10^7 \text{ K}$ と目され、銀河団の高温銀河間物質と区別するために中高温銀河間物質と呼ばれる (Cen & Ostriker, 1999; Yoshikawa et al., 2003)。銀河フィラメントでは断続的に銀河・銀河群の衝突・合体が起こり、中高温銀河間物質は衝撃波や乱流が発生するなど乱される。そのため、無視できない量の非熱的粒子が存在し、希薄なため衝突電離平衡にもおそらく達していない。現状、紫外線吸収線の観測や銀河団外縁部分のX線放射の観測から、特別な視線や領域において中高温銀河間物質の存在は示唆されている。しかし、少ない観測例から普遍的な性質については全くの謎であり、空間分布の全貌も全く不明である。

銀河間磁場 中高温銀河間物質は銀河間磁場を帯びている可能性が高い (Ryu et al., 2012; Widrow et al., 2012)。銀河間磁場は衝撃波での粒子加速に本質的であると同時に、シンクロトロン放射の原因である。銀河フィラメントでの衝撃波のマッハ数(数から100)は銀河団でのマッハ数(1から5弱)よりもずっと大きいため (Ryu et al., 2003)、加速効率が高く、宇宙線が関与する諸現象はより重要だろう。また銀河間磁場はローレンツ力により宇宙線の飛来に影響を与えるため、系外の超高エネルギー宇宙線の発生源を特定する際の問題である。ガンマ線エコー・ハローと呼ばれる現象も、中間荷電粒子の銀河間磁場による偏向が本質と考えられている。さらに銀河間磁場は、宇宙初期の宇宙背景放射のゆらぎに影響を与え、銀河磁場の起源にもなりうる。このように、銀河間磁場研究の重要性は論を待たない。

宇宙大規模構造磁場の理論

宇宙論的起源 宇宙論的起源の磁場は標準理論を越えたインフレーション期の生成 (Grasso & Rubinstein, 2001)、宇宙の非一様性による宇宙晴れ上がり期の生成 (Takahashi et al., 2005; Ichiki et al., 2006)、第一世代天体期の生成 (Ando, Doi, & Susa, 2010)、そして宇宙再イオン化期の生成 (Gnedin, Ferrara, & Zweibel, 2000; Langer, Aghanim, & Puget, 2005) を含む。一般にそれらは $10^{-15} - 10^{-25} \text{ G}$ の極めて小さい磁場を予測する。銀河団で推定されている強度 ($\sim 10^{-6} \text{ G}$) を説明するためには、何かしらの効率的な増幅過程が必要である。また増幅が期待されるがゆえに、現在の銀河間磁場が宇宙論的磁場起源の情報を持っているという懸念がある。宇宙論的磁場起源を制限するアイデアは、他の起源では予想されない驚くほど大きなスケール (10 Mpc など) のそろった磁場を探るこ

と、または構造形成の影響を受けていないと思われるボイドの磁場を γ 線エコー現象 (Ichiki et al., 2007; Takahashi et al., 2008; Neronov & Vovk, 2010) を使って観測することだろう。

構造形成起源 構造形成起源の磁場は宇宙論的衝撃波と乱流が作る磁場である。衝撃波ではピエマンバッテリー機構 (Ryu, Kang, & Biermann, 1998) やワイベル不安定性 (Okabe & Hattori, 2003)、プラズマ不安定性 (Fujita & Kato, 2005) といったプラズマ現象で種磁場が生成される可能性がある。衝撃波で加速された宇宙線による起電効果 (Miniati & Bell, 2012) もある。衝撃波では渦度も発生し、渦のカスケードは乱流を励起し磁力線を伸張させあらゆる起源の種磁場を増幅させる。断熱圧縮も伴って、銀河フィラメント内の銀河間磁場の強度は典型的には $1 - 100$ nG 程度であると予想されている (Dubois & Teyssier, 2008; Ryu et al., 2008; Staszyszyn et al., 2010)。図 6.5 には宇宙論的なシミュレーションが予測する銀河間磁場強度を物質密度の関数として示す。乱流ダイナモモデル (Cho & Ryu, 2009) によれば、磁場の相関長は数 100 kpc と期待される。その一方で、MHD 乱流を正しく扱うには磁場の散逸スケールまでを正しく解かなければならず、現状では宇宙論的計算でそれを達成するのは容易ではない。ゆえに結果の不定性が大きい。

天体起源 天体起源の磁場は AGN ジェット、銀河風、超新星爆発、ラム圧はぎ取り、銀河同士の衝突合体などで銀河から磁場が放出され銀河間磁場に転化することなどを含んでいる。銀河団ガス中の重元素の存在が銀河から星間物質が放出されてきたことを裏付けており、その放出に磁場を伴っていても不思議ではない。銀河形成と AGN フィードバックのモデルを組み込んだ構造形成の宇宙論的シミュレーションからは、銀河団での銀河間磁場の強度が $B \sim 0.1 - 10$ μ G 程度と見積もられており (Donnert et al., 2009; Xu et al., 2009)、それに基づく RM やシンクロトロン放射の推定もされている (Xu et al., 2012; Govoni et al., 2013)。その一方で、銀河形成と磁場放出のメカニズムは不明な点が多く、星形成率や銀河形態、銀河風やジェットの発動条件とその強度、放出される磁場の性質などまだまだ不定性が大きい。

宇宙大規模構造磁場の観測

可能な方法 銀河間磁場を検出する方法は限られる。X 線 (Nakazawa et al., 2009) やガンマ線 (Takahashi et al., 2012) が考えられるが、ファラデー回転やシンクロトロン放射の電波観測に大きな期待が寄せられている。

ファラデー回転 電波銀河などの背景偏波の RM を調べることで、通過してきた銀河間磁場の情報を得ることができる。背景光源の位置は基本的にランダムなので、特定の領域だけを観測するということがなく、ゆえにファラデー回転の統計的な調査は銀河間磁場の典型的な情報を提供するだろう。従来、統計誤差が大きいため、大規模構造の銀河間磁場の存在の確かな証拠を得ることは難しかった (Xu et al., 2006; Xu & Han, 2014)。全天 RM サーベイ (Taylor, Stil, & Sunstrum, 2009) データで銀緯依存を調べた研究 (Schnitzeler, 2010) では、系外起源の RM の分散が 6 rad m^{-2} と推定され、高度な情報理論を使った推定でも $6-7 \text{ rad m}^{-2}$ と推定された (Oppermann et al., 2014)。赤方偏移との相関の情報を加えた研究 (Hammond et al., 2012) では、 $\sim 10 - 15 \text{ rad m}^{-2}$ の RM 成分が、偏波源と天の川銀河の間に存在することを示唆している。偏波源の選別を行った研究でも同程度の RM 成分が期待されている (Xu & Han, 2014)。視線上の大規模構造フィラメントの有無に着目した最近の研究では、例えば O'Sullivan et al. (2019) では 3.4 Mpc 離れた双極電波ジェットのそれぞれの

RMの差分から、フィラメントの寄与を 2.5 rad m^{-2} と推定し平均磁場強度を $10\text{-}50 \text{ nG}$ と推定した。Vernstrom et al. (2019) では物理的ペアソースと視線上の偶然のペアソースのRMの分散の差分から、フィラメントの寄与を $RM \sim 0 \text{ rad m}^{-2}$ と推定し平均磁場強度を 40 nG と推定した。直線偏波したFRBの研究では、特にRMが小さい場合に大規模計算構造フィラメントの上限値が決まっている。Ravi et al. (2016) では $DM = 266.5 \pm 0.1 \text{ pc cm}^{-3}$ 、 $RM = 12.0 \pm 0.7 \text{ rad m}^{-2}$ と推定し、平均磁場強度の上限を 21 nG と推定した。Bannister et al. (2019) でも同様に $DM = 361.42 \pm 0.06 \text{ pc cm}^{-3}$ 、 $RM = 14 \pm 1 \text{ rad m}^{-2}$ と推定し、平均磁場強度の上限を 30 nG と推定した。これらの示唆から大規模構造からのRMの寄与は $\sim 10 \text{ rad m}^{-2}$ 以下なのではないかと考えられる。

シンクロトロン放射 銀河フィラメントのシンクロトロン放射の観測はRM観測以上に僅かである。Coma銀河団外縁での観測 (Kim et al., 1989) が先駆的なもので、これがいまだに代表例になっている。この観測では $\sim 4 \text{ Mpc}$ に渡って $B \sim 0.1\text{-}0.2 \mu\text{G}$ の磁場の存在が指摘された。銀河団の端での同様の報告が Abell 2255 でもある (Pizzo et al., 2008)。これらの電波放射は降着衝撃波で加速された相対論的電子のシンクロトロン放射だと理解されている。ファラデーモグラフィによる研究では、降着衝撃波からのシンクロトロン放射が見つかった可能性が指摘されたが (deBruyn & Brentjens, 2005)、後に天の川銀河起源の可能性が指摘された (Brentjens, 2011)。以上の事例が示すように、シンクロトロン放射の研究では相対論的電子が存在するエネルギー領域の銀河間磁場の強度を議論することになる。

課題 RMを用いた研究のためには、できるだけ多くの背景偏波源をできるだけ小さいRMの決定誤差で観測することが必要である。詳しくは国際サイエンス (§6.2.6) を参照されたい。シンクロトロン放射の観測については、おそらく現状の観測感度からさらに1-2桁以上の改善が必要だろう。それは既存の装置の延長では困難とみられ、SKAのような巨大望遠鏡が不可欠である。広がった放射を探るために基線の短い干渉計が必要であるが、SKA1-LOWで35mの最小基線長なら数度、SKA1-MIDで20mの最小基線長なら1度弱までの広がった放射にまで十分に感度がある。

6.1.7 宇宙論的磁場の科学的課題

はじめに

宇宙最初の磁場：初期宇宙起源 銀河や銀河団には銀河の大きさを超える相関長をもった(整列した)マイクロガウス程度の磁場が存在しているが、その起源は未だ解明されていない。例えば渦巻き銀河に限れば、銀河形成時に 10^{-20} G から 10^{-30} G 程度の磁場が $\lambda_B \gtrsim 1 \text{ kpc}$ の相関長をもって必要だといわれている (Davis et al., 1999)。そういった相関長の長い磁場を含む、宇宙の磁場の起源の一つの候補として、初期宇宙に生成されたとする初期宇宙起源シナリオがある。

宇宙論的磁場の理論

インフレーション起源 インフレーション期に長い相関長をもって生成された種磁場が、構造形成とともに増幅し現在のような磁場になったとする考え方がある。ここで、電磁場の理論は共形変換に対して不変であるため、電磁場の量子ゆらぎが生成されないという基本性質がある。そのため標準模型を超えた理論・アイデアが古くから様々に提案されてきた。例えば、ディラトン (Ratra, 1992; Bamba & Yokoyama, 2004)、ヒッグス (Prokopec & Puchwein, 2004) のようなスカラー場との

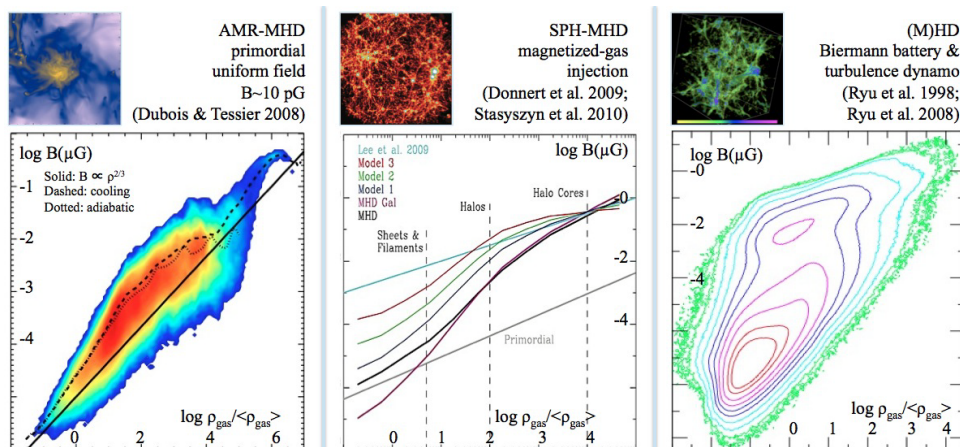


図 6.5: 大規模構造の密度と磁場強度の宇宙論的シミュレーション。左から宇宙初期の様な磁場からの進化モデル (Dubois & Teyssier, 2008)、AGN フィードバックで磁場を供給するモデル (Stasyszyn et al., 2010)、ビエマン効果による生成と乱流ダイナモによる成長のモデル (Ryu et al., 2008)。

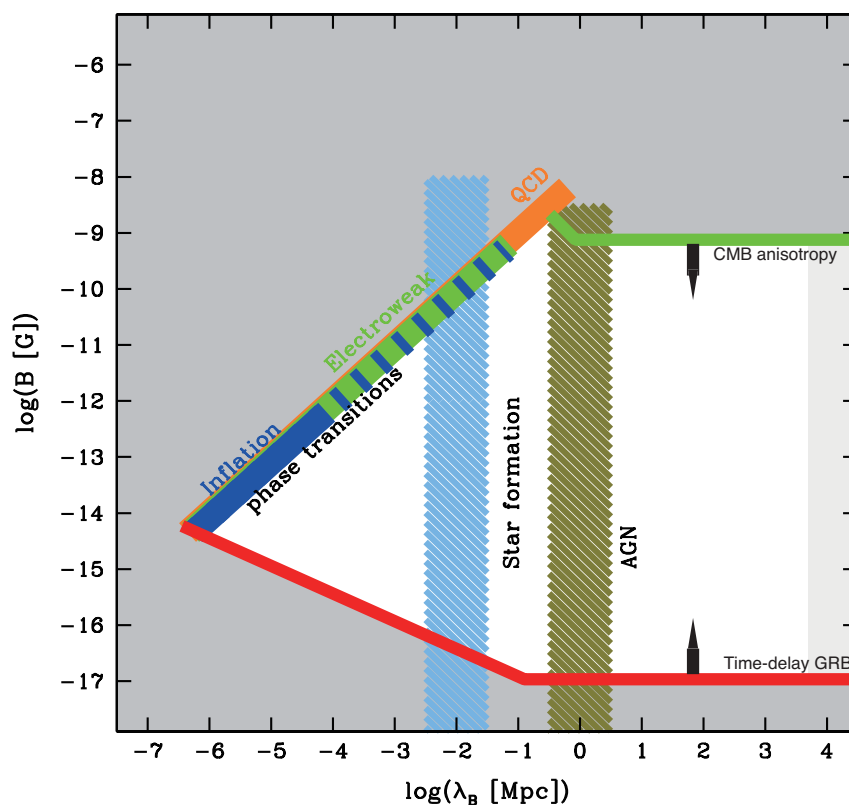


図 6.6: 宇宙論的磁場に対する観測と理論からの制限のまとめ。観測的な上限はCMBの温度揺らぎから、下限は2次的 γ 線が観測されていないことから得られている (本文参照)。図上で左下から右上へ伸びている制限は乱流による磁場のカスケードでのスケールの上限をあらわしている。Durrer & Neronov (2013) より改変。

結合や、重力との結合 (Turner & Widrow, 1988) などである。インフレーション期による宇宙論的磁場生成の利点は、その加速的宇宙膨張によって磁場の相関長が十分長くとれることである。

インフレーション起源の問題 最近、特に日本人研究者による大きな貢献により、インフレーション期に磁場を作るためには次のような矛盾点を解決しなくてはならないことが分かってきた：(i) 電磁場との相互作用が初期宇宙で強結合となってしまう、理論が摂動論的に扱えなくなってしまう (Demozzi et al., 2009) (ii) 磁場を生成しようとする、電場の方が大きくなってしまい、その反作用のためインフレーションが続かない (Kanno et al., 2009) (iii) 電磁場起源の密度揺らぎを作りすぎる (Suyama & Yokoyama, 2012; Fujita & Yokoyama, 2014)。これらを総合すると、磁場は大きなスケール側で抑制されていることが必要となり、最も単純な $f^2(\phi)F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ 型のモデルでは、Mpc の相関長で $B \lesssim 10^{-30}\text{G}$ と制限されてしまう (Ferreira et al., 2014)。したがって、理論的な立場からはインフレーション期による磁場生成は難しい状況であるが、このことを観測的な立場から検証していくことは重要である。

インフレーション以外の磁場生成起源 インフレーション期以外の磁場生成シナリオとしては、例えば宇宙再加熱期での磁場生成 (Kobayashi, 2014) や、宇宙の相転移での磁場生成 (Hogan, 1983; Vachaspati, 1991) などがあり、これらの生成モデルに対しては上述のような制限はない。また、Kahniashvili et al. (2013) では、量子色力学 (QCD) の相転移で生成された磁場は 50kpc の相関長で 10^{-9}G 、量子電磁力学 (QED) の相転移では 0.3kpc の相関長で 10^{-10}G 程度の強度が期待できると議論されている。インフレーション期以外の磁場生成では、宇宙の地平線を越えて磁場を増幅することができないため、小スケール側でエネルギーが卓越するという著しい特徴が挙げられる。

再結合時の磁場生成 他にも相関長が長い種磁場を生成する物理過程として、再結合時でのベクトル型の揺らぎによる生成がある (Takahashi et al., 2005)。特に密度揺らぎの摂動 2 次の効果によるものは、その揺らぎの統計的性質が観測より既知であるので、生成される磁場の強度、スペクトルも曖昧さなく求めることができる。1 次の揺らぎの積による効果は既に Ichiki et al. (2006) で求められ、純粋な摂動 2 次の効果を取り込んだ計算が Saga, Shiraishi, & Ichiki (2014) で行われている。

今後の理論的課題 上に述べたようにインフレーションでは大スケールの磁場生成が難しいことが明らかになりつつある一方で、インフレーション後、ビッグバンが始まる間での磁場生成であれば可能性がある (Kobayashi, 2014)。また、他の可能性として、インフレーション時に小スケールでヘリシティを持った磁場を生成するモデルを構築することができれば、逆カスケードによって種磁場として十分な大きさの磁場を大スケールへ輸送することができるかもしれない。いずれにせよ、宇宙で天体形成が始まるまでの初期状態において、理論的に存在が許される磁場の強度、スペクトルを明らかにすることが理論での課題といえる。

宇宙論的磁場の観測

これまでの観測 これまでの観測状況は宇宙大規模構造磁場の観測と共通する。とりわけボイド領域の銀河間磁場は構造形成の影響を受けていない可能性があり、宇宙初期の情報を残す宇宙論の貴重な探針となりうる。

課題 宇宙論的磁場に対する観測的な制限はいくつかあるが、現時点でもっとも強い制限を与えているものは宇宙マイクロ波背景輻射温度揺らぎ (CMB) によるものと、TeV を越えるエネルギーをもつ γ 線を放射する天体からの 2 次的 γ 線 (TeV γ 線が赤外線と反応して電子陽電子対を生成し、これら荷電粒子が CMB 光子を逆コンプトン散乱して生成する) の遅延放射によるものである。前者は磁場が生成する CMB 揺らぎが観測されている温度揺らぎを越えないことから $B \lesssim 4.4 \times 10^{-9}$ G という磁場に対するおよその上限が Planck 衛星により (Yamazaki et al., 2012; Planck Collaboration et al., 2016)、また後者は blazar からの γ 線のカスケード放射が GeV 領域で観測されていないことから $B \gtrsim 10^{-16}$ G という磁場に対する下限が得られている (Takahashi et al., 2012; Neronov & Vovk, 2010; Taylor et al., 2011)。この γ 線を用いた方法はジャイロ半径と inverse Compton 冷却距離の比較から得られる原理的な上限があり、 E_e を γ 線のエネルギーとして

$$B_{\max} \approx 3 \times 10^{-15} \text{ G} \left(\frac{E_e}{1 \text{ TeV}} \right)^2 \quad (6.25)$$

で与えられる (Durrer & Neronov, 2013)。これより強い磁場については高エネルギー宇宙線を用いる方法 (Lee et al., 1995) があり、Pierre Auger Observatory の観測結果 (Pierre Auger Collaboration et al., 2017; Aab et al., 2018) からは $B < 0.7\text{--}2.2 \times 10^{-9}$ G という制限が与えられている (Bray, & Scaife, 2018)。これらをまとめた図を図 6.6 に示す。観測的にはこの図の空白部分を埋めていくことが課題として挙げられる。

6.1.8 ファラデートモグラフィーの科学的課題

はじめに

ファラデートモグラフィーで何がわかるか？ 偏波強度スペクトル $P(\lambda^2)$ はファラデースペクトル $F(\phi)$ を用いて表すことができる (§6.1.1)。ファラデースペクトルはファラデー深度 ϕ における偏波強度であり、ファラデー深度は熱的電子密度や視線方向に沿った磁場の強さによって表された。また偏波放射は主にシンクロトロン放射によるものでその強度は宇宙線電子と視線方向に垂直な磁場の強さで決まる。したがってファラデースペクトルは磁場、熱的電子 (電離ガス)、宇宙線電子の視線方向分布によって決まることになる。逆に、観測されたファラデースペクトルからこれらの物理量に関する情報を得ることができる。偏波を放射している天体、もしくは放射していない領域をもトモグラフィーによって探索することができ、その応用範囲は銀河や銀河団、大規模構造、超新星残骸、活動銀河核など広範に及ぶと期待される。

ファラデートモグラフィーの理論的課題 1

トモグラフィーのコード開発実績 科学検討班ではファラデートモグラフィーのソフトウェア開発、特に QU-fitting の開発を進めてきており、ASKAP の偏波サーベイ計画である POSSUM のデータパイプラインへ導入された。しかし単純なメトロポリス法では、パラメータ空間における尤度の構造が複雑であると収束が遅かったり最大尤度のパラメータ値に到達しないなどの問題がある。SKA においてはトモグラフィーを適用する天体数は膨大なので、計算量の問題は深刻である。また、ガウス関数の個数を選ぶための情報量規準は尤度の分布がガウス関数であるとの仮定や、観測データが無限にあるとした仮定に基づく近似的なものであり、その有効性には注意が必要である。

比較プロジェクト Sun et al. (2015) では $F(\phi)$ を仮定して ASKAP の観測シミュレーションを行い、様々な方法で $F(\phi)$ の再現性を比較した。その結果は圧倒的にモデルフィット法の優位を示すものであったが、これは仮定した $F(\phi)$ がデルタ関数やトップハット型関数などごく単純なものであったことに起因していると考えられる。現実の銀河のファラデースペクトルは複雑な形であり、どのような形の関数が現実の天体をフィットするのに適しているのかを考慮する必要がある。

False signal の系統的調査 Farnsworth et al. (2011) により、Faraday depth 空間で接近した 2 つの偏波源 (FDF 上の 2 つのピーク) の間に偽の signal (第 3 のピーク) が出ることが報告された。偽の signal の強度が強い場合、FDF の 2 つのピークが 1 つに見えてしまうため、source の数を見誤る可能性がある。そこで、Kumazaki et al. (2014) では FDF 上に接近した二つの偏波源を用意し、二つの偏波源の距離や偏光角を系統的に変化させてどのような状況で偽の signal が出るか系統的に調べた。特に source 間距離が $1 \sim 1.2$ [FWHM], 偏光角差が $-20 \sim -80$ [deg] で強い偽の signal が出現することがわかっている。

トモグラフィーコードの定量的な性能評価 Sun et al. (2015) によって FDF の再構築に関するベンチマークテストが行われ、QU-fitting が数ある手法の中で好成績を残した。しかし、個々の手法に関する挙動に関してはきちんと調べられていない。それぞれの手法において得意不得意な状況があるので、それらの手法をうまく組み合わせてより精度の良い FDF を再構築していくべきである。そこで我々は、RM CLEAN (Miyashita et al., 2016)、QU-fitting (Miyashita et al., 2019)、スパースモデリング (Akiyama et al., 2018) がそれぞれどのような状況で力を発揮するか性能を定量的に評価した。

ファラデートモグラフィーの理論的課題 2

銀河磁場研究への適用 銀河をターゲットにした場合、2次元的なイメージングとファラデートモグラフィーを組み合わせることによって銀河の 3次元構造を探ることができる。上述の物理量の分布には大局的な特徴と乱流による小スケールの特徴があり、銀河のダイナミクスに密接に関連している。特に銀河ダイナモや銀河磁場の起源の謎に迫ることができるだろう。銀河のファラデースペクトルの例を図 6.7 に挙げる (Ideguchi et al., 2014b)。これは渦巻銀河の磁場、熱的電子、宇宙線電子の分布モデルに基づき、地球に円盤面を向けた (face-on) 銀河の観測を想定した場合のファラデースペクトルである。まず左上図の視線方向磁場と電子密度から左下図のファラデー深度が計算され、これと偏波強度分布を合わせることによってファラデースペクトルが計算される。ファラデースペクトルの偏波角 (右上) と偏波強度 (右下) が ϕ の関数として示されている。

銀河間磁場研究への適用 近傍の銀河を通して遠方の偏波源を観測してトモグラフィーを行えば、2つの偏波源を ϕ 空間で分離して、実空間で2つの偏波源の間に存在する銀河間磁場をファラデースペクトルの中に同定できる可能性がある (Akahori et al., 2014b)。従来の単純なファラデー回転を用いた方法では、磁場は偏波源から観測者まで積分したものしか得られないので、天体そのものや銀河系に付随する磁場を精度よく差し引くことが難しく、せいぜい $O(1)$ rad m⁻² 程度である銀河間磁場を検出することは非常に困難であったので、銀河間磁場の観測的研究はファラデートモグラフィによって大きく進展すると期待される。

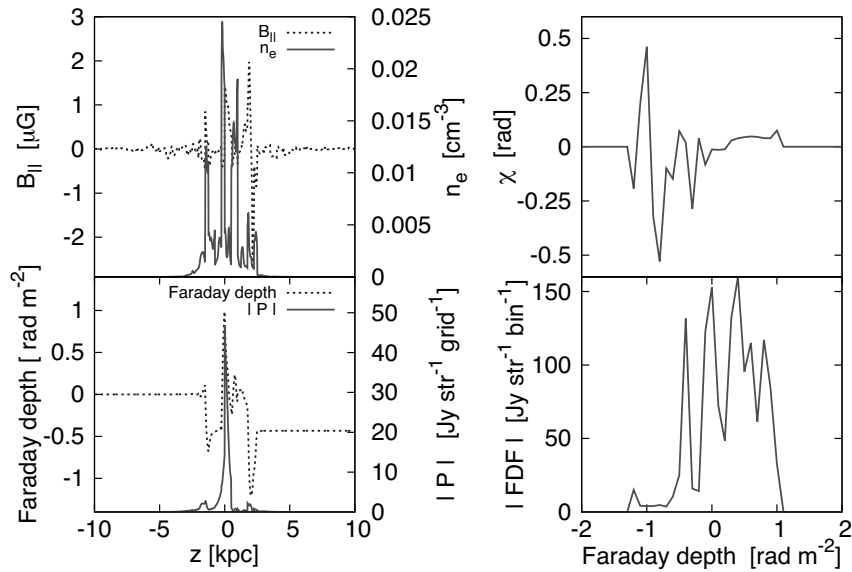


図 6.7: Face-on の渦巻銀河モデルより計算したファラデースペクトル (Ideguchi et al., 2014b)。(左上) 視線方向磁場と熱的電子の分布。(左下) 偏波強度の分布と左上図に基づいて計算したファラデー深度。(右上) ファラデースペクトルの偏波角。(右下) ファラデースペクトルの絶対値。

渦巻銀河のトイモデルを用いたファラデースペクトル研究 図 6.4 で見たように、現実的な銀河モデルを用いて計算されたファラデースペクトルは非常に複雑であり、かつ乱流の再現の違いで大きく形が異なる。そこで Ideguchi et al. (2017) では、非常に単純な銀河のトイモデルを用意し、銀河のファラデースペクトルのより深い理解を目指した。まず、乱流の特徴的なスケールより 100 倍以上大きな領域を一度に観測することで、ファラデースペクトルが乱流の再現の違いにほぼ依存せず、その形が収束することが判明した。またこの時、中心極限定理により、ファラデースペクトルは複数のガウス関数の和で表せることがわかった。

斜めから見た渦巻銀河のファラデースペクトル ファラデースペクトルの解釈の手助けとして、磁場や熱的電子等の情報をあらかじめ仮定した状況を考える。簡易的な渦巻銀河を作り、斜めからの観測を想定した場合、偏波源があたかも複数あるようなファラデースペクトルが得られることが分かっている (Eguchi et al., 2019)。

渦巻銀河モデルにおけるファラデースペクトル再構築シミュレーション Eguchi et al. (2019) で得られたファラデースペクトル $F(\phi)$ を用いて、望遠鏡の観測帯域に則した $\tilde{F}(\phi)$ の再構築も行っている。得られた $\tilde{F}(\phi)$ に対して RM CLEAN 法やスパースモデリングを用いてシミュレーションを行い、実際にどのようなファラデースペクトルが得られるのか計算を行うことでファラデースペクトルの解釈に繋げようとしている (Suzuki et al. in prep.)。

3次元 FDF (Faraday cube) シミュレーション これまではある領域の平均の FDF(1次元)をシミュレーションし、銀河の物理量がどのように FDF に反映されているか調べてきたが、Miyashita et al. in prep. では通常の imaging + Faraday depth の 3次元の Faraday cube を作成する。Eguchi et al.

(2019) や Suzuki et al. in prep. と同じような setting で、シンプルなリング磁場や ASS 磁場モデルを仮定し、銀河の inclination angle や pitch angle、乱流磁場の強さを系統的に変化させた時に、Faraday cube にどのような特徴が見られるか調べた。また、FDF の形を特徴付けるモーメント (平均、分散、歪度、尖度) を計算し、FDF の歪度と inclination angle に相関があることがわかった。

6.2 国際SKAの科学的課題

この節では、国際SKAサイエンスブックに掲載の宇宙磁場研究についてまとめる。

6.2.1 国際SKAサイエンスの概要

科学的課題

論文リスト 国際SKA科学検討班が取りまとめた中で、本節では以下の論文を解説する。

- **全天RMグリッド**：SKAによる宇宙磁場研究の中核である。全天の電波源を捜査し、多数のRM観測点を得る。そのカタログを様々な宇宙磁場研究に役立てる。
- **深探査**：広視野を確保しながら従来より一桁以上向上した75 nJyのRMSの観測をSKA1で達成する。銀河やAGNの宇宙論的進化と、銀河間磁場の発見を狙う。
- **広帯域観測**：RMグリッドと相補的でありながら、さらに数万の偏波銀河を非常に広帯域で観測する。広帯域の偏波特性を見ることで、空間分解に頼らずに偏波源周囲のプラズマ構造の特性と宇宙論的進化を理解する。
- **天の川銀河**：系外ソースのRMグリッド、パルサーの信頼できる距離とRM、そして広がったシンクロトロン放射の分光観測から、個別の前景天体を定め、円盤磁場モデルを精密化し、銀河中心の磁場を調査し、そして星間磁気乱流を特徴づける。
- **系外銀河**：星間磁場の小構造をマッピングして冷たいガスと磁場の結合やどのようにガス運動が影響されるか理解する。パワースペクトルから乱流磁場の起源と役割を知る。ハロー場の観測から宇宙線の輸送を検証し銀河流出の起動・放出・調整機構を探る。磁場構造を平均場ダイナモ理論と比較し、銀河ダイナモの増幅と飽和過程を特定する。
- **近傍銀河のファラデーモグラフィ**：分解能内の磁場やガス構造は繊細に波長に依存しながら偏波特性を変える。優れた感度と分解能に加え広帯域によりRM Synthesisなどの新しい手法を用いて、詳細なモデルとの比較からISMの物理構造を探る。
- **AGNジェット・核周円盤**：広視野・高感度にSKA-VLBIの高分解能によって相対論的ジェットと星形成銀河を区別しながら円偏波もとらえて大量の近傍ジェットカタログを得る。再電離期まで遡る宇宙論的なジェット進化、ジェット構成物、radio loud/quietの二分、ジェットの3次元構造の特徴、ジェット周辺物質、ジェットと周辺物質と相互作用を解明する。また、Zeeman効果によるメーザーや吸収線の偏波観測から核周円盤の磁場構造を理解する。吸収線全強度からはダイナミクスの情報も抽出できる。
- **RMで探る銀河団**：背景偏波源のRM観測データを使って、磁場の強度や構造、質量による違い、進化の異なるステージによる違い、宇宙論的進化を示す。衝突銀河団の衝撃波での磁場強度に制限をつける。
- **電波ハローで探る銀河団**：シンクロトロン電波ハローから銀河団の磁場の性質を制限し、相対論的粒子の加速や輸送の物理に基礎的な制限を導く。

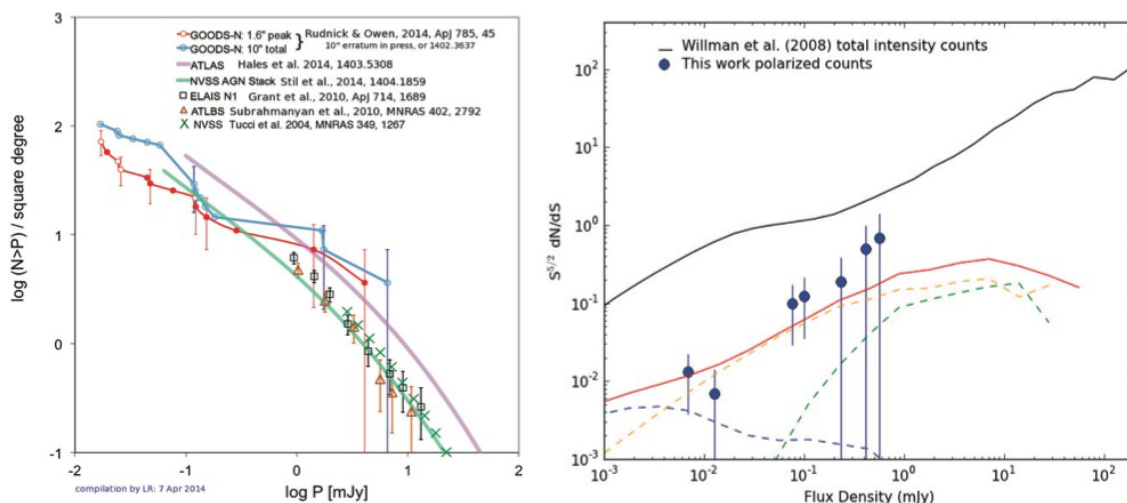


図 6.8: 左図: 1.4 GHz での様々な観測による $15\mu\text{Jy}$ までの積分偏波源数のまとめ (Rudnick, 2014)。赤と青線は、VLA の GOODS-N 視野 (約 0.2 平方度) の深観測から見つかった偏波源を元にした推定 (Rudnick & Owen, 2014) で、紫は ATCA の ATLAS 視野 (約 6 平方度) の深観測から見つかった偏波源を元にした推定 (Hales et al., 2014)。緑は VLA-NVSS の浅い全天観測をスタックした推定 (Stil et al., 2014)。右図: JVLA 5 GHz での $5\mu\text{Jy}$ までの微分偏波源カウント (点) と AGN ならびに銀河のモデル (線) との比較 (Taylor et al., 2014)。緑、オレンジ、青の点線はそれぞれ FR-II 電波銀河, FR-I 電波銀河, 星形成銀河の寄与。

- **RM のスタック解析**: スタックした偏波を適用して、宇宙論的時間の関数での偏波解消、低光度ソースの磁場特性、平均的な磁場の向きと観測量との潜在的な相関を探る。

これら以外にも、「分子雲があるところのシンクロトロン放射」「ゼーマン効果で探る磁場」「電波銀河の kpc スケールジェットの運動学とダイナミクス」「環境探針としての広がった電波銀河」「低密度領域の大スケール磁場」「銀河フィラメント (電波放射)」「銀河フィラメント (RM) 研究の統計的手法」「暗黒物質の研究」が提案されている。

観測の見通し

観測された RM グリッド数 図 6.8 左には 1.4 GHz における $15\mu\text{Jy}$ までの偏波源数曲線を示す。結果にはばらつきがあるが、2004 年の推定に比べて数の伸びがゆるやかである。例えば ASKAP POSSUM は、当初 $100\mu\text{Jy}$ 以上の偏波源が平方度あたり 100 体と想定していたが、それよりも現実はやや少ないかもしれない。ASKAP POSSUM が行った SN1006 領域のパイロットサーベイでは、 $100\mu\text{Jy}/\text{beam}$ クラスのイメージノイズレベルにて 1040 の偏波源が見つかり、1 平方度あたり 35 個の偏波源が検出されている (未出版、ただし SKA Shanghai Meeting 2019 にて Aidan Hotan 氏より報告あり)。

予想される RM グリッド数 図 6.8 左から悲観的に見積もると、 $10\mu\text{Jy}$ 以上の偏波源で平方度あたり 100 体、 100nJy 以上の偏波源まで考えて平方度あたり 1000 体に達する。これらの数の偏波源を 10σ で得るには、ポインティングあたり、前者は SKA1-MID (0.5 平方度) で 1 時間、後者は SKA1 の 10 倍感度と仮定した SKA2-MID で 50 時間の観測が必要である。もう少し現実的には、1

μJy 以上の偏波源は $1''$ - $10''$ の分解能の観測 (Rudnick & Owen, 2014; Hales et al., 2014) に基づくと平方度あたり 300 体程度、 $1'$ の分解能の観測 Stil et al. (2014) に基づくと平方度あたり 1300 体程度と見積もられている (Govoni et al., 2014)。実に因子 4 も不定性がある。図 6.8 右には 5GHz での $5\mu\text{Jy}$ までの偏波源数を示し、どの天体の寄与がどの程度あるかの予想も示す。これをみると、星形成銀河の集団がまさにこれからの観測の時代 ($10\mu\text{Jy}$ 以下) に新たに加わってくることが見て取れる。 $100\mu\text{Jy}$ 以下の淡い電波源は星形成銀河の他に、ULIRGs や衝突銀河、またおとなしい円盤銀河も期待される。これらの増分を考えると、上記の想定よりは多い偏波源が観測されるのかもしれない。結局のところは観測してみなければわからないわけで、この強度関数自体の調査も宇宙の天体形成を知る興味深いテーマである。

6.2.2 星間・天の川銀河磁場

科学的課題

大局磁場 ダイナモ理論によると、銀河円盤では軸対称で銀河面に対して偶パリティ(銀河面に平行な磁場の成分は銀河面に対して同じ向きで、銀河面に垂直な磁場の成分は向きを変化させる)のモードが成長しやすい (Ruzmaikin et al., 1988)。磁場は回転方向の成分が支配的で、それに動径成分が加わり、軸対称な渦構造を形成する。この形状、例えば左右相称 (Bisymmetric) の磁場構造など、からのずれは他の銀河や棒状構造からの擾乱によるものかもしれない。一方、銀河ハローのような球形の構造を持った天体では軸対称で奇パリティ(偶パリティの逆)のモードが成長しやすく、円盤とハローが共存する系では偶パリティと奇パリティが混ざった結果が得られる可能性がある。実際にはどちらかのパリティが顕在化するという研究があるが (Moss & Sokoloff, 2008)、銀河風が存在するため事情は複雑である。現在の観測は銀河磁場のダイナモモデルと矛盾はない。しかし、実際に銀河磁場がどのように維持されているのかを決めるのは困難である。

円盤磁場 円盤内にある大局磁場は、渦状腕に沿った構造で、その強さはおよそ $3\mu\text{G}$ である。最近のモデルでは、太陽より銀河中心側で一回だけ磁場が反転しているとされている (Brown et al., 2007; Sun et al., 2008; van Eck et al., 2011; Jansson & Farrar, 2012)。しかし、複数回の反転を結論づけている研究もある (Han et al., 2006; Nota & Katgert, 2010)。これまで存在しないと考えられてきた系外銀河の磁場の反転構造は日本のサイエンスで明らかになりつつある (§6.3.3)。

乱流磁場 銀河の星間ガスは電離ガスも中性ガスも乱流的であり、普通は密度に対してコルモゴロフのようなべき乗型のパワースペクトルを示している (Elmegreen & Scalo, 2004; Armstrong et al., 1995)。しかし、磁場は間接的な観測しかないため、磁場のパワースペクトルを測定するのは難しい。この星間乱流の平均的なマッハ数 M は、 $M \lesssim 2$ 程度と見積もられている (Iacobelli et al., 2014)。また、乱流のエネルギー注入のスケールは、渦状腕では 1 pc のオーダー、渦状腕と渦状腕の間では 100 pc のオーダーであると見積もられている (Haverkorn et al., 2008)。さらに、密度の高いガスの星間乱流が間欠性を示すという複数の観測事実がある (Elmegreen & Scalo, 2004)。すなわち、強い乱流を示す領域と乱流を示さない領域がある。最近、シンクロトロン放射強度の空間変動 (Herron et al., 2016) や偏波強度の空間勾配 (Herron et al. (2017); Herron et al. (2018a); Herron et al. (2018b)) を用いて乱流磁場の性質を探る研究手法の開発が進んでいる。

ハロー磁場 ハローに関しては偶と奇が混ざったパリティの構造を持つモデルが最もよさそうである (Frick et al., 2001; Sun et al., 2008; Jansson & Farrar, 2012)。しかし、銀河ハローの磁場は銀河内の局所的な前景の影響を受けるため、現在の観測では困難である。

銀河中心磁場 銀河中心の磁場はガスや相対論的粒子との相互作用により複雑である。そのため強さや構造には大きな不定性がある。最小エネルギーの見積もりからは $\sim (6 - 22) \mu\text{G}$ 、シンクロトロン放射スペクトルからは $\sim (50 - 120) \mu\text{G}$ 、磁場とガスの圧力バランスからは $\sim 1 \text{ mG}$ である。マグネター (J1745-2900) の RM と DM を使った見積もりでは、Sgr A* から $\sim 0.1 \text{ pc}$ 離れたところで $\sim 5 - 6 \text{ mG}$ である (Eatough et al., 2013)。高密度ガスのゼーマン効果 (Plante et al., 1995) やサブミリ波の偏波観測 (Hsieh et al., 2018) からは、 0.1 mG から数 mG であった。構造については、銀河の力学中心から $\sim 50 \text{ pc}$ 離れたところを中心にポロイダル磁場が $\sim 300 \text{ pc}$ にわたって存在しているという報告がある (Novak et al., 2003; Law et al., 2011) が、相反する研究結果もある。

星形成領域の磁場 原始星ジェットの密度や温度や電離度は輝線放射の観測からよい制限がついているが、磁場の観測は間接的でモデルに依存している。原始星ジェットの非熱的放射は磁場に関する直接的な証拠を与えるが、非熱的放射は微弱でその観測はまれである。観測的には直接的な証拠はないが、ジェット形成における磁場の役割は、ガス円盤から中心星への活動的な降着流やその周囲にある分子雲と密接に関係し、磁気遠心力を介したジェットの MHD 加速メカニズムは原始星ジェットの加速メカニズムとして広く受け入れられている。近年では、干渉計の感度の向上、同時観測帯域の拡大、そして LOFAR など干渉計を用いた低周波帯域研究の幕開けに伴い、非熱的放射の直接検出への期待が高まっている (Schnitzeler, Banfield, & Lee, 2015)。

超新星残骸の磁場 超新星残骸の磁場はミリガウスにまで増幅されうる。若い超新星残骸の磁場は一般に動径方向を向いているが、古い超新星残骸の磁場は接線方向を向いていることが知られている。超新星残骸の磁場の重要性とは別に、超新星残骸は宇宙線の加速にとって欠く事のできない物である。また超新星残骸は銀河の大局磁場からも影響を受けている。超新星残骸の磁場が、銀河磁場やまたは元の星や星風の磁場をどのように反映しているのかはまだよくわかっていない。その問題を解決するためには、より多くのサンプルを分解して観測する必要がある。

HII 領域の磁場 HII 領域の典型的な磁場の強さは数 μG から $12 \mu\text{G}$ で (Sun et al., 2007; Gao et al., 2010; Harvey-Smith et al., 2011)、背景偏波源のファラデー回転の観測から得られている。HII 領域の磁場の測定を大きく異なる密度において行う事は磁場が力学的な役割を理解する上で必要であり、これは、より高密の RM グリッドによって調べる事が可能になる。

星雲の磁場 パルサー風星雲とは、磁化された粒子がパルサーから供給されることによって生じた膨張する星雲であるが、その進化についてはよくわかっていない。理論モデルはあるが、理論モデルをテストするための観測例は少ない。惑星状星雲では、最近になって偏波が発見され、これは周囲の磁場が圧縮されたためと考えられている。ゆえに、惑星状星雲の偏波のマップは銀河の大局磁場を探索するのに役立つだろう。一方で、1000 年以内の比較的若い惑星状星雲には、OH メーザーが観測されているものがある。惑星状星雲には、球対称ではなく bipolar や multipolar の形状を持つものがあるが、これは惑星状星雲となった初期の段階で噴出したジェットにより形成さ

れた形状と考えられている。このジェット駆動に磁場が関係する可能性があるため、レーザーのゼーマン効果に基づく磁場情報の取得は、惑星状星雲の進化初期段階の理解を深めるのに役立つ。

ファラデースクリーン 最後に、偏波観測から得られる構造で対応天体を同定することが困難なファラデースクリーンと呼ばれるものもある。それらの多くは連続光ではとても暗いが、偏波観測やRMでは明るく見える。ある物はパルサー風星雲か、または膨張する磁気バブルから離れている古いHII領域に関係しているかもしれないが、一般にその性質や起源はいまだに謎である。近年はファラデースクリーンとなりうる局所的でdiffuseな星間ガスを低周波数帯域で観測することにより、遠方からの偏波情報とは独立にファラデースクリーンの偏波を検出する試みが、MWA等の干渉計で行われている(Lenc et al., 2016)。

観測の見通し

SKA1の見通し SKA1の高分解能の観測で星形成領域の非熱的な電波放射を解明することができる。原始星の降着円盤とジェット、星形成のMHDモデルと銀河磁場との関係などを探ることができる。現段階でどのくらい観測可能な天体があるのかを見積もる事はできないが、わずかな観測例でも観測されれば大きなインパクトを与える事になる。特に、ジェット噴出領域近くをSKA-Lowを用いて高空間分解・高感度で観測することにより、非熱的放射を検出できる可能性が高まり、磁場構造を直接的に解明できるようになると予想される。SKA1の高感度・広帯域・広視野の観測では、超新星残骸、HII領域、パルサー風、惑星状星雲、ファラデースクリーンの磁場に関する統計的な研究が可能になるだろう。銀河ハローにおける星間磁場など、磁場の弱い領域での観測もファラデートモグラフィーによって可能となる。新しく発見される約1.5万個のパルサーの観測は銀河中心の磁場がトロイダルかポロイダルかなどの全体構造を明らかにする。高分解の観測ならびに高密度なRMグリッドは乱流の研究に有効であり、星間乱流の間欠性や乱流のスケールが調べられる。星形成やガスの力学にどのように影響を与えているかなどを調べることができるだろう。

SKA2の見通し SKA2ではSKA1に比べて1桁近く感度があがる。これによりファラデートモグラフィーによる磁気乱流の全天マップの作成が可能になる。これは銀河磁場だけでなく、宇宙論的な宇宙再電離の研究にも重要である。原始星の研究も統計的研究が可能になる。超新星残骸にいたっては天の川銀河全域にわたってファラデートモグラフィが可能となる。また、SKA2によってパルサーの距離の測定が正確に行われ、天の川銀河の磁場の反転構造の数や位置が正確に求まるだろう。また100 pcのスケールで天の川銀河の磁場の構造を議論することが可能になるだろう(100 pcは乱流のエネルギー注入スケールと同程度である)。また、銀河中心の電波アークのような非熱的なフィラメント構造の高分解観測が可能になり、そのモデル化や起源にせまることができるだろう。

6.2.3 系外銀河磁場

科学的課題

近傍銀河 銀河磁場は (i) 回転曲線: シアーの強さの指標、(ii) 星形成率: 超新星爆発の発生頻度に関連し α 効果の指標、(iii) ガス密度および乱流速度: 磁場のエネルギー密度の上限、(iv) 銀河サイ

ズ: 大きい銀河ほど磁場の整列に時間がかかるため磁場の整列度合いの指標、などの銀河パラメータによって決定づけられていると考えられる。そこでこれらと磁場の関係について調査する。銀河形成時から 10^8 yr は乱流ダイナモ (小スケールダイナモ) によって増幅され、その後 α - Ω ダイナモにより大局的磁場が形成されると考えられているので、銀河形成時における乱流ダイナモの存在を検証するため、磁場反転を探索する。さらにフーリエスペクトルを調べることにより、ダイナモや反転、密度波、棒状構造、銀河衝突の名残の検出を試みる。

遠方銀河 (深探索) 深探索では、円盤銀河ではおそらく $z > 2.5$ 、AGN や星形成銀河に至っては $z > 7$ の再電離時期までも含んだ高赤方偏移を対象に宇宙磁場の進化を調べることが狙いである。ファラデー回転は $(1+z)^2$ の波長赤方偏移効果で回転量が小さくなってしまいが、偏波解消は逆に少なくなるので、背景ソースの探知率は高まるだろう。

遠方銀河 (広帯域観測 1) 高赤方偏移を探索するほどより明るいソースのみを見るバイアスがかかる。これは低・中光度銀河の性質の宇宙論的進化を理解することを難しくしている。この問題は明るい背景光源に対して投影された吸収線系銀河を研究することで乗り越えることができる。膨大な赤方偏移に渡って、感度以下の通常銀河の進化の無バイアス研究を可能にするだろう。先行研究 (Bernet, Miniati, & Lilly, 2012, 2013) などで議論されてきたように、通常銀河の詳細なプラズマ特性が、RM と偏波率さらに MgII 分光と深い可視光イメージングを合わせることで、赤方偏移の関数として調べられる。この方法を通じて、潜在的には銀河円盤やハローの乱流の強度、銀河ダイナモの増幅時間や相関長、そして介在体のビームカバー率や空間的広がりを赤方偏移の関数として測ることができる (Kronberg et al., 2008; Bernet, Miniati, & Lilly, 2012, 2013)。

遠方銀河 (広帯域観測 2) 異なる赤方偏移の偏波源を比較したり、観測データを密度や磁場強度などの物理情報に変換する計算では、観測された特性を放射とファラデー回転が起きた系に修正する必要がある (K 補正)。電波強度の場合 K 補正は単に電波源の赤方偏移とスペクトル指数を使ったりスケールリングであるが、偏波分光では状況は複雑である。例えば AGN からの偏波は単純な波長の関数で特徴付けできない。図 6.9 は 400 MHz から 100 GHz の波長に渡る複数の偏波測定を含んだ 951 の偏波源で構成された偏波スペクトルエネルギー分布 (SED) カタログの一部である (Farnes et al., 2014)。図に示すように、いくつかの偏波源は偏波解消され、また再偏波されるもの、振動するものなど様々である。ここで単一波長の偏波の測定はあまり情報に富んでおらず、広帯域データにより初めて意味のある物理がもたらされる。

観測の見通し

近傍銀河 SKA1 を使用して、高い空間分解能を達成するために十分に近くにある星形成銀河の十分に大きいサンプルの観測を行う。候補となるサンプルは 20Mpc 以内、 $\text{Dec} < 15^\circ$ にある銀河として (i) Face-on に近い: M33, NGC300, 628, 1566, 1808, 2997, Circinus, (ii) Edge-on: M104, NGC55, 253, 3628, 4666, 4945, (iii) 棒渦巻き銀河: M83, NGC107, 1313, 1365, 1502, 1672, 2442, (iv) 不規則銀河: LMC, SMC, (v) 矮小銀河: NGC1140, 1705, 5253, IC4662, (vi) 楕円銀河 (活動的でない): NGC1404, 4697 を挙げる。銀河の円盤、渦状腕および内部ハローでは、 $|RM| = 50 - 200 \text{rad/m}^2$ および RM の分散 $\sigma_{RM} = 30 - 200 \text{rad/m}^2$ 程度が予想されている (Arshakian & Beck, 2011)。そのような RM 成分で偏波強度は、3~7 GHz の範囲で最も強いと予想され、4 GHz で最大 $\pm 60^\circ$ 程度の

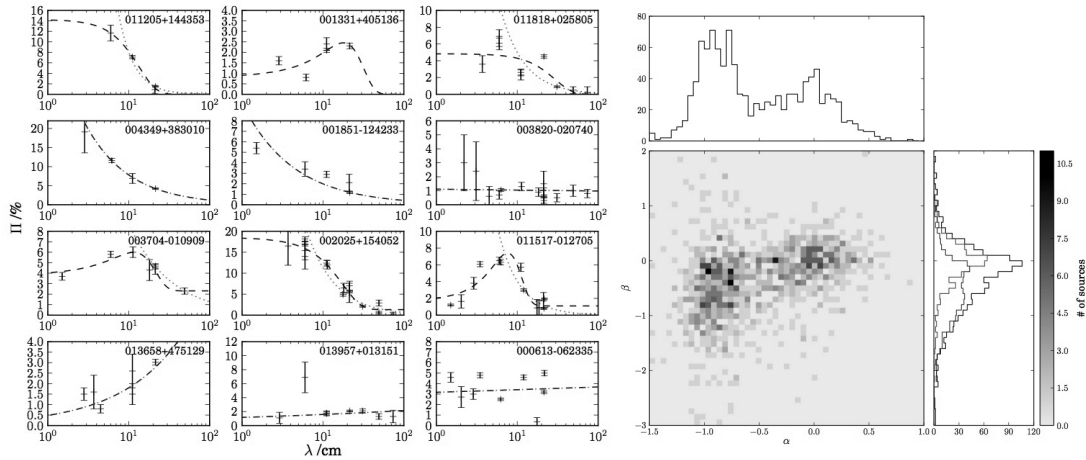


図 6.9: 左図：偏波率と波長の関係 (Farnes et al., 2014)。破線は4つの偏波解消モデルから選ばれたベストな偏波スペクトルエネルギー分布 (SED) のフィット。上段からガウス則 (Burn, 1966)、冪則 (Tribble, 1991)、部分ガウス則 (Rossetti et al., 2008)、再偏波 (逆偏波解消) 冪則 (Homan, 2012; Hovatta et al., 2012)。点線は偏波スペクトル指数を求めるのに使ったベストフィットの冪則。データの質はモデルフィットの χ^2 や KS-test の p-value で分類され、左から右にかけて “accept”, “caution”, “poor” である。右図：951 偏波源の電波強度スペクトル指数 $I \propto \nu^\alpha$ と偏波強度スペクトル指数 $P \propto \lambda^\beta$ の関係。

回転角である。SKA1-MID band4 (2.8–5.18GHz) では、 $|RM| < 500 \text{ rad/m}^2$ 程度の領域は観測可能であり、強い大局磁場や宇宙線電子が多い領域において、intrinsic な偏波角を求めることができる。また、SKA1-MID band3 (1.65–3.05GHz) では、偏波解消が起こるため適していない。SKA1-MID Band 5 (4.6–13.8 GHz) は、銀河中心領域や星形成領域などの磁場が強い領域では偏波強度は強くなるが、一般的な ISM やハローの観測では、シンクロトロン放射が弱く適していない。最も適している SKA1-MID band4 (2.8–5.18GHz) では、(i) 周波数：SKA1-MID band4 (2.8–5.18GHz)、(ii) 分解能： $5''$ 、(iii) 感度：rms ノイズは $0.2 \mu \text{ Jy/beam}$ (12hr)、の諸元で高分解能の偏波観測を行うことを計画しており、広がった放射を高感度で観測したいため、uv coverage は $< 5 \text{ km}$ の基線を要求する。

遠方銀河 (深探査) 図 6.10 は SKA1-MID でポインティングあたり約 100 時間観測し 75 nJy RMS を達成した際に、 10σ 以上の偏波強度を持つ銀河の赤方偏移分布である。計算は近傍渦巻銀河を考えたモデル (Stil et al., 2009) に基づき、近傍渦巻銀河として SKADS S3 シミュレーション (Wilman et al., 2008) の通常星形成銀河を適用した。ここで、高赤方偏移で偏波で受かる銀河は近傍の銀河よりかなり明るい銀河の性質を教える。なぜなら探知している銀河は電波光度関数の明るい側の端に位置するからである。なお、天体を分類するためやプラズマ密度を測るための他の波長での深探査が必要で、光赤外で選ばれた高赤方偏移銀河の偏波を探ることを前提としている。

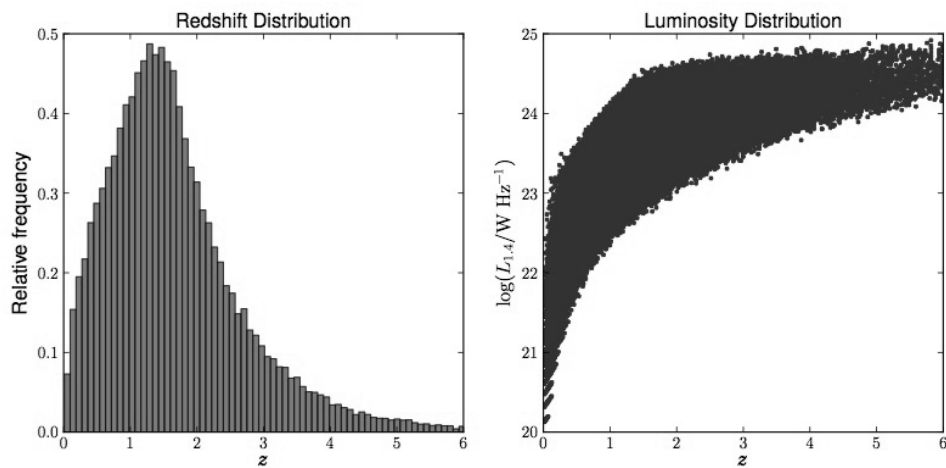


図 6.10: 左図: 75 nJy 以上の偏波強度を持った近傍円盤銀河の偏波特性を持つ通常星形成銀河の赤方偏移分布。右図: 同じ銀河分布の赤方偏移と電波強度の関係。

遠方銀河 (広帯域観測 1) 達成に必要なのは (i) 視線上の異なるタイプのファラデー回転と偏波解消の間の縮退を解くための広帯域、(ii) 偏波と可視光分光データの両方が手に入る意味のあるサンプルを累積するための高感度と高速サーベイ、(iii) 可視光スペクトルの位置に対応する背景偏波の部分を取り出すための高い角度分解能、である。すべての条件を満たすためには SKA を建設する以外にない。おそらく一緒に実行できる HI 吸収線サーベイや次世代の可視光・赤外線観測装置 (4MOST, WFIRST, LSST, Euclid) と組み合わせると、幅広い赤方偏移に渡って通常銀河のガス、乱流、磁化、そして空間的広がり全般をつかめるだろう。

遠方銀河 (広帯域観測 2) 偏波源の静止系での偏波特性を決めるためには、幅広い波長に渡る連続的な偏波データで較正された完全な偏波 SED が要求される。従来の研究は周波数範囲が荒く、個々のデータ点は異なる時期・望遠鏡・角度分解能の別のサーベイに由来するだけ一貫性がない。数も十分とはいえない。SKA の広帯域偏波観測は様々なタイプの K 補正を間違いなく正確に行うのに適し、偏波とファラデー回転を両方特徴づけそして幅広い赤方偏移に渡って偏波源を比べるために役立つ多数の偏波 SED サンプルをもたらすだろう。スペクトル指数やスペクトルの曲率・折れ曲がりなどの詳細な研究も容易になるだろう。一例を図 6.9 に示す。この 951 の偏波源カタログは電波強度スペクトル指数 $\alpha \sim 0$ の光学的に厚いコアタイプと $\alpha \sim -0.7$ の光学的に薄いローブタイプがあることを示した。そしてその偏波源情報である α に対して偏波強度スペクトル指数 β が依存しているため、偏波解消も主に偏波源周辺で起こっている可能性を示唆している。

6.2.4 AGN ジェット・核周円盤磁場

AGN ジェットの科学的課題

RL-AGN、RQ-AGN と放射 RL-AGN からの放射は、大部分が相対論的ジェットからの非熱的放射で説明できる。低光度の RL-AGN は線幅の広い輝線が弱い傾向にあり、RIAF との関連を指摘する研究がある。一方、RQ-AGN からの放射は、電波以外の波長帯は熱的放射が優勢で降着円盤と考えられているが、電波帯の起源は議論が分かれる。最近の観測からは、 $z \sim 1.5 - 2$ の RQ-AGN は電波放射の全てが星形成によると仮定して矛盾しない。RQ-AGN と星形成銀河の星形成率は推定されているが、RL-AGN はジェットの寄与が大きいため星形成率を見積もる事が難しい。

ブレイザーと放射 ブレイザーのエネルギー散逸の多くは逆コンプトン散乱によって GeV 光子として放出されるが、その散逸がブラックホール近傍の sub-pc スケールなのかもっと遠いのか不明である。1990 年代に EGRET 観測は、GeV 光子は sub-pc スケールの broad line region で生じていることを示した。しかし、近年の電波から GeV 帯までの他波長モニタリングでは、いくつかの場合においては数 pc 領域で生じていることを示唆している。VLBI 観測からは、ガンマ線フレアが生じると同時に電波コアから超光速成分の放出が起きている事が示唆されている。

RL-クエーサーと放射 クエーサージェットの強い X 線放射領域 (ノット) は、電波や赤外、光学でも光っていることが知られている。X 線は逆コンプトン散乱によって放射していると考えられている。これは、電子はローレンツ因子 $\gamma \sim 10 - 100$ を持ち、ジェットは kpc スケールでも相対論的な運動をしている事を示唆する (群ローレンツ因子 $\Gamma \sim 10 - 20$ に相当)。X 線放射が 2 次加速電子からのシンクロトロン放射と考えると超相対論的な速度である必要はないが、電子のエネル

ギーは少なくとも 30 TeV になる必要がある。Fermi 衛星の観測によって 3C273 に関しては逆コンプトン散乱によるモデルが否定された。

AGN ジェットにおける電波観測と X 線観測 ジェットパワー P_{cav} は、銀河団や孤立巨大楕円銀河で見られる X 線空洞を用いて、 $P_{\text{cav}} \sim p_{\text{ext}} V$ として見積もられる。ここで、 p_{ext} は X 線空洞周辺ガスの圧力、 V は X 線空洞の体積である。ジェットパワーとシンクロトロン放射に起因する電波放射の総エネルギーには、 $P_{\text{cav}} \sim L_{\text{radio}}^{\beta}$ ($0.35 < \beta < 0.70$) の相関があることが知られている (Birzan et al., 2008)。ローブ内の電子は、シンクロトロン放射で冷えてエネルギーを失うため、より正確なエネルギー同定には電波多波長、特に低周波数側での観測が必要不可欠である。

シンクロトロン放射からの電波観測では、電子と磁場のエネルギーの積しかわからない。しかし、ホットスポットにおける X 放射がシンクロトロン自己コンプトン過程で説明できることから、電子のエネルギーを制限することによって、磁気エネルギーは等分配を仮定するよりも正確に見積もることができる。また、シンクロトロン自己コンプトンで同定したローブ内の電子エネルギーと X 線熱放射から見積もった ICM の圧力とを比較することで、陽子の必要性についての議論も盛んに行われはじめている (e.g., Inason et al., 2017)。

ジェットの形成と変動 AGN ジェットの引き金として、ブラックホール回りの星間ガスや潮汐破壊された星の物質降着が指摘されており、その降着に磁場は重要な役割を担うだろう。ジェットのエネルギーは Blandford & Znajek (1977) 過程による回転ブラックホールからの引き抜きで説明できるが、Blandford & Znajek 過程のみではジェットを収束できないため、何か他の収束機構が必要である。Blandford & Payne (1982) は幾何学的に薄い降着円盤からの非相対論的な磁化風の自己相似解を求め、その後相対論的なモデルに拡張されている。磁気回転不安定性 (動的ダイナモ理論) のモデル (Balbus & Hawley, 1991) では、降着円盤を貫くポロイダル磁場からトロイダル磁場が作られ、ポロイダル方向のポインティングフラックスが生じ、ポロイダル磁場に沿ったプラズマ加速で電流が生成され、ポインティングフラックスが運動エネルギーに変換される。観測から、事象の地平面の近傍での磁場強度は数千ガウスと示唆されており、降着円盤磁場からそのような磁場をどのようにブラックホールを貫いて作るかが課題である。また、中心エンジンからどのくらいの距離で、ジェットがポインティングフラックス優勢から運動エネルギー優勢に変化するべきか、粒子加速が研究途上のため理解できていない。AGN ジェットから年単位の激しい時間変動が観測されている。ブラックホール質量やスピンは短時間では変化しないことから、磁場が変動しているのだろう。この変動も上手く説明できなければならない。

ジェットの速度場と粒子加速 低光度の FRI ジェットは kpc スケールで減衰し外層境界で速度勾配が大きくなるが、パワフルで細い kpc スケールのジェットの速度勾配はあまり観測されていない。弱磁場プラズマの場合、強い流体力学的衝撃波が粒子加速の主因で、それはべき乗のエネルギースペクトルを作りうる。最近の PIC 計算などによる研究から、相対論的衝撃波による粒子加速でべき乗分布は再現されるが、その冪は上流のプラズマ速度や磁場強度、磁場形状などに強く依存する事がわかってきている。現実でも、FR I、FR II、そして両方の特徴を兼ね備えた AGN の存在は、周辺環境がジェット光度に影響を与えていることを示唆している。一方、強磁場プラズマの場合は磁気リコネクションや磁気乱流による相互作用が粒子加速の主因となるだろう。X 線や γ 線観測は宇宙線電子のスペクトルを与え、最も優勢となる放射領域とその環境に制限を与える。しかし、X 線領域に対応する宇宙線電子は放射冷却などによりその分布が変化し、また γ 線は $\gamma\gamma$ 吸

取やペア生成によってスペクトル形状が変化する。その点 SKA は、電波領域で放射が優勢な、比較的低エネルギーの、加速されたばかりの若い宇宙線電子を探ることができる。

LOFAR による低周波側高解像度観測の発展によって、多波長帯でのノットやホットスポットの観測が行われ初めている。McKean et al. (2016) は、LOFAR(109MHz-183MHz) から Cygnus A のホットスポットに現れる低周波側のスペクトル折れ曲がりについて考察している。先行研究 (Carilli et al., 1991) で示唆されていた低エネルギーカットオフモデルでは観測結果を説明できず、むしろ先行研究で棄却された自由自由吸収かシンクロトロン自己吸収による吸収過程が必要であることが示された。シンクロトロン自己吸収過程からホットスポットの磁場強度を同定するためには分解能の 4 乗に比例して大きくなることが知られており、自己吸収の起こる低周波帯においてホットスポットを解像できるまでの高解像度観測が求められる。

シンクロトロン放射によるエネルギー損失時間は、高周波数ほど短いことが知られている。Harwood et al. (2016) では、低周波帯 (LOFAR:117 and 456MHz) と高周波帯 (VLA:5GHz) とを組み合わせることで、FR II ジェット電波ローブ (3C452, 3C223) における電子エネルギー空間分布を調査した。その結果、電波ローブにおける低エネルギー電子分布は、ホットスポットにおいての均一なエネルギー注入では説明することができず、吸収プロセスもしくは、均一ではない別の加速メカニズムが必要であることが明らかとなった。

ジェット磁場のトポロジー 理論研究からはトロイダルないしヘリカルな磁場構造が示唆されている。観測的には 3C273 ではヘリカル磁場構造が示唆されているが、検証には高感度と高分解能の両立が必要なため、確認例は乏しい。ヘリカル磁場は横方向の強度に非対称性があるため、系統的な横方向のファラデー回転勾配が期待される。3C120 や 3C273 では最も良い pc スケールの観測結果が得られており、前景は少なく、ジェット自身のファラデー回転を見ている事が示唆されている。なお、もしヘリカルな磁場構造があるとして、それがジェット形成時の磁場を反映しているのか否かは不明である。もし観測されたトロイダル磁場がジェット形成時の磁場であるならば、系統的で対称なファラデー回転の勾配が期待される。

フィードバック 銀河団ガスの放射冷却時間は宇宙年齢より短い。そのためエネルギーを失ったガスは銀河団のポテンシャル中心に落下しうる。クーリングフローとも呼ばれるそのガスの流れは $10 - 100 M_{\odot}/\text{yr}$ と推定されたが、X 線観測によって、銀河団中心には期待される冷たいガスは無いことが示された。強いクーリングフローに対抗する加熱機構は、銀河の活動性や銀河団衝突の衝撃波などが考えられる。AGN の相対論的ジェットは中心ブラックホールから Mpc スケールの銀河団ガスにまで大量の運動エネルギーを放出しうる。近年の観測によって、銀河団中心部に見られる電波ローブと呼ばれる広がった放射は、マッハ数 1-2 程度の衝撃波に囲まれていることがわかってきた。銀河団中心の cD 銀河ジェットアウトフローとの関係が示唆される。

AGN ジェットの観測の見通し

SKA1 の見通し SKA1 では (i)AGN ジェットの宇宙論的研究、(ii) 円偏波を用いた大まかなジェット組成、(iii) 電波の弱い AGN の何千個に及ぶ撮像から AGN のジェットパワーの本質的な違い、(iv) 速度・放射率・磁場構造から検討したジェットの 3 次元的な物理量、(v) ストークスパラメータの観測からジェットの周辺環境の予測、(vi) 銀河団の偏波観測と合わせたジェットと周辺環境の相関の理解、などの理解が進むと期待される。SKA1-MID の Band3 を用いて多数の RQ,RL AGN を

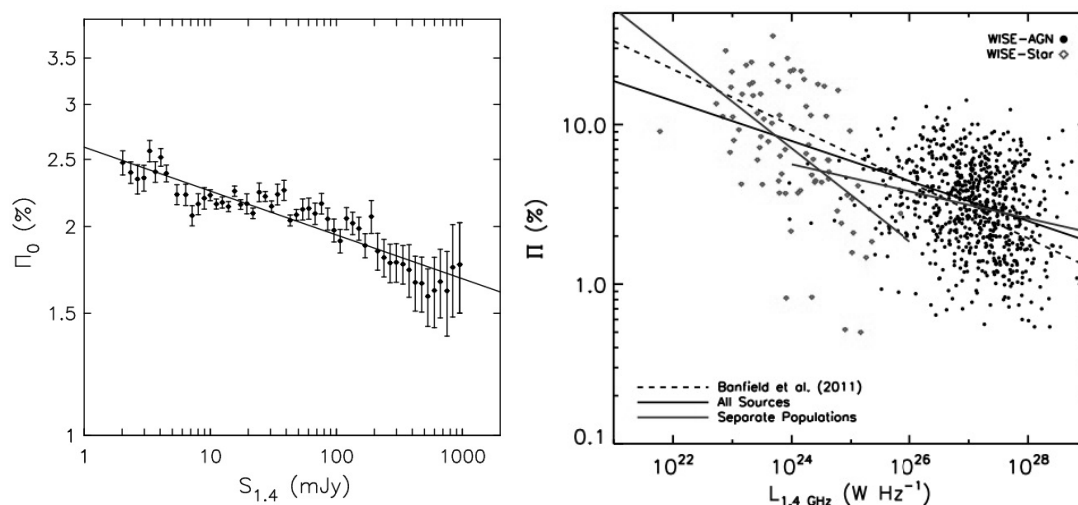


図 6.11: 系外偏波源の電波強度と偏波率の関係。左図は NVSS のスタッキング結果 (Stil et al., 2014)。右図は NVSS データに赤外線対応 (赤: 近傍早期型銀河、黒: 遠方 AGN) のあるものを取り出した結果 (Banfield et al., 2014)。近傍星形成銀河の偏波率は遠方 AGN 偏波源よりも高い。

観測し、明るい天体を SKA1-VLBI の Band3 と 5 で追観測しジェットと星形成を区別することで、星形成率を議論できる。また SKA1-VLBI の Band5 で多数の pc スケールの直線に伸びたジェットを観測・分解する事で、(a) ファラデー回転の勾配はジェット軸に直交するか (b) RM synthesis によって放射プラズマと熱的成分の混合の証拠は見つかるか (c) 視線方向に進むジェットと反対向きのジェットとの間で勾配に異なる傾向はあるか、などの疑問に答えられる。AGN がどこで光りエネルギーを散逸しているかは、ジェットの形成や収束モデルに多大な影響を与えるため重要な研究課題である。高感度・高分解能の観測でしか解決できず、SKA のような大望遠鏡が必要である。

円偏波の観測 円偏波 (ストークス V) の観測から磁場強度の直接観測が可能となり、ジェットによって伝搬する実際の磁気フラックスを測定できる。この他、陽電子-陽子比などの組成比、低エネルギーカットオフに関する情報も得られる。円偏波は非常に弱く (ストークス I の 0.1-1%) 変動が激しいため、他の 3 つのパラメータ (ストークス I, Q, U、直線偏波 P) と比べ観測が非常に難しい。その点 SKA1 の高感度、広帯域の観測は円偏波測定に理想的な装置である。現在、円偏波が測定される AGN は少ない (< 100) ので、SKA1 では 1-20 GHz のサーベイ観測を行う。円偏波で明るい天体を発見したら、SKA1-VLBI の追加観測によって放射領域を特定し、理論との比較からジェットの物理パラメータ (強度、組成、磁束) を決定できるだろう。

深探査 1 異なる赤方偏移で大量のソースの偏波率を測ることは磁場の構築を時間の関数として確かめることを可能にし、そのばらつきを起こしうるブラックホールへの物質降着の変動の情報も与えるだろう。深い観測で $z \sim 5-10$ の AGN ジェットからの電波放射のスペクトルを研究できる可能性がある。究極的には、宇宙最初の AGN とその超巨大ブラックホールは何かを極高赤方偏移にさかのぼり調べることが重要であり、SKA の大集光力ではじめて可能となる。ここで、近傍から赤方偏移 10 にかけて宇宙論的平均密度は 1000 倍になるため、ジェットは母銀河を打ち破るのがどんどん難しくなる。そのような系は GPS (GHz Peaked Spectrum) ソースとして近傍宇宙で知ら

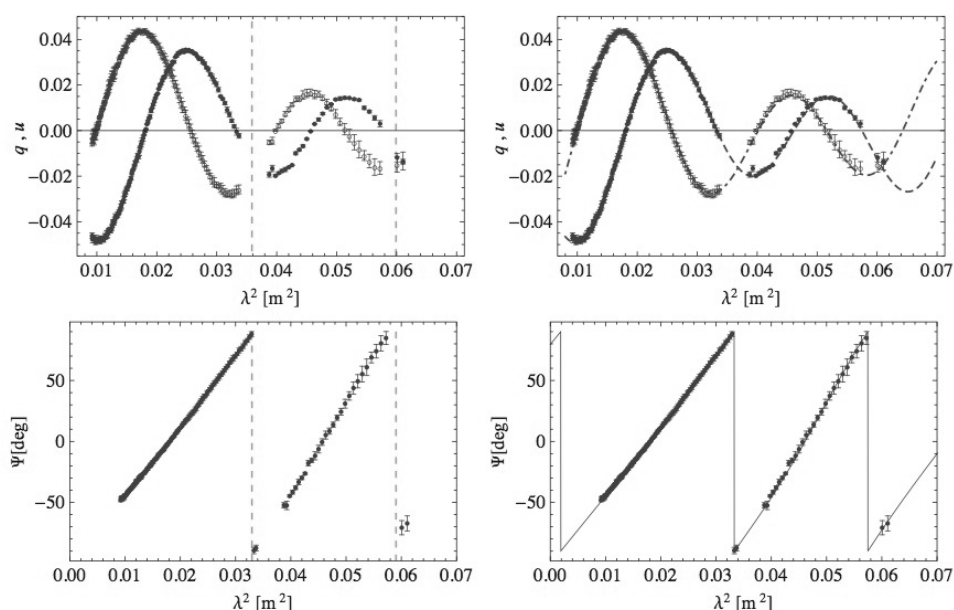


図 6.12: クェーサー PKS B1610-771 の 1.1 GHz から 3.1 GHz までの偏波データ (O'Sullivan et al., 2012). 上図: 波長の 2 乗に対するストークス $q(=Q/I)$, 白丸) と $u(=U/I)$, 黒丸). 左側の破線は 1.4 GHz を中心とする 350 MHz 帯域の観測で得られるレンジ。右側で全バンド幅のデータは 2 つの RM を持つモデルでフィットされる。下図: 波長の 2 乗に対する偏波角。

れ、高密度ないし若いジェット的环境に対応する (O'Dea, 1998)。母銀河内のジェットの閉じ込めは銀河と中心ブラックホールの共進化、ジェット物質を通じたその磁化、AGN と銀河間物質の相互作用に強い示唆を持つだろう。SKA で 100 nJy RMS の観測を果たせば、エディントン光度で光っている $z \sim 8$ までの通常銀河の中のブラックホール環境を観測しうる。

深探査 2 NVSS の 180 万の系外電波源のうち 14 % は有意に (3σ 以上で) 偏波シグナルを示していた (Condon et al., 1998; Hopkins et al., 2003)。偏波の特性は $z \sim 3$ まで赤方偏移にあまり依存していない一方で、偏波率と電波強度には逆相関関係がみられる (Mesa et al., 2002; Taylor et al., 2007)。図 6.11 には最新の結果を示す。逆相関関係は、高偏波率電波源については、可視光形態・赤方偏移・サイズ・電波強度に対して強い依存性を持たない (Shi et al., 2010) が、低光度偏波源に向かって緩やかになる (Stil et al., 2014)。逆相関関係は偏波源の磁場構造の変化を示唆する。逆相関関係を説明する解、radio-quiet AGN の割合ないし FR II-FR I 遷移の変化が指摘されている。

広帯域観測 1 近傍に限る僅かなサンプル数ではあるが、AGN の電波ローブの周辺環境との相互作用の様子が明らかになってきた。しかしながら、電波ローブの中の熱的ガスの存在についてはほとんどが上限値しか求められていない (Spangler & Sakurai, 1985; Laing & Bridle, 1987; Kronberg et al., 2004)。最近、空間的に分解された分光偏波と RM グリッドを組み合わせる新しいアプローチが提案され (O'Sullivan et al., 2013)、近傍電波銀河 Centaurus A の電波ローブの内側に熱的電子密度 $\sim 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ の存在を示した。これは AGN ジェットとローブで年 200 太陽質量のガスを牽引したことになり、銀河間物質との相互作用よりもホスト銀河自身に由来するガスと支持される。こ

の結果は、新しい Centaurus A の X 線観測にも支持されて、AGN アウトフローとフィードバックを研究する新しい方法を示した。

広帯域観測 2 図 6.12 には明るい遠方クェーサー PKS B1610-771 の観測結果を示す (O'Sullivan et al., 2012)。偏波角と波長の 2 乗のプロットは線形依存性からずれていること、ストークスパラメータと波長の 2 乗のプロットが強度一定の正弦波パターンを示さず偏波率は波長の 2 乗について定数でないこと、そして上記の振る舞いは狭帯域で観測しても分からないことが分かる。例えば、1.4 GHz を中心とする 350 MHz 帯域の観測 (Gaensler, Beck, & Feretti, 2004; Beck & Gaensler, 2004) では、 $0.036 \geq \lambda^2 \text{ (m}^2\text{)} \geq 0.060$ をカバーするが (赤点線)、これでは $+135 \text{ rad m}^{-2}$ の RM をもつ単一の前景と解釈され、偏波源が持つだろう興味深い性質を認識し理解する可能性はない。それに対して、右図では 2 つの空間的に離れて異なる RM をもつ成分モデルでデータをフィットした。このシンプルなモデルは観測とよい一致を示し、 $+107 \text{ rad m}^{-2}$ と $+79 \text{ rad m}^{-2}$ の RM をもつ 2 つの偏波したノットがあるという結論を導く。この例のように、SKA の広帯域によって、AGN からの電波ローブの中や周辺の熱的ガスの分布を包括的に探査することが可能になる。

核周円盤の科学的課題と観測の見通し

核周円盤の科学的課題 核周円盤の強い磁場が高密度低温ガスに及ぼす影響を理解する必要がある。円盤内部のダイナミクスでは低温 ($\lesssim 100 \text{ K}$) のガスを磁気乱流を維持しながら中心部へ輸送させる必要がある。磁場とガスの凍結している理想 MHD 近似が取り扱えるかは磁場強度と数密度、電離度によって決まる。質量比の大多数を占める中性粒子がイオンと衝突することで凍結を妨げる両極性拡散効果が重要になるが、降着円盤からの X 線によって高密度低温ガスが高い電離度を維持できるかを明らかにする必要がある。もし理想 MHD 近似が成り立つ場合、低温ガス円盤の乱流駆動である磁気回転不安定性の性質を調べることによってガスの降着量が決まるとすると降着円盤の状態、つまり AGN の活動性に寄与する可能性がある。さらに、強い X 線はダストを介してガスに輻射圧として影響を及ぼすことを考慮すると磁場との相互作用を明らかにすることでアウトフローを明らかにする必要がある。これは狭い輝線領域 (NLR) の形成に寄与したり、Radio-Loud(RL)-AGN で見られる高密度分子雲の流出を説明できるだろう。

AGN 核周領域磁場の観測 これまで AGN の CND やトーラスの磁場測定はほとんど未開拓と言ってよく、AGN トーラスの回転向きと磁場の向きの関係も現在ほぼ未解明である。電波観測による近傍銀河の CND やトーラスの磁場としては、近傍銀河の中心部における 21cm HI 吸収線および OH メガメーザー放射に対する磁場測定が有効である。少例ながら挙げると、近傍銀河 NGC1275 の中心部に付随する HI 吸収線に対しゼーマン分裂が検出され、視線方向の磁場の強さが 21.5 mG と見積もられた (Sarma et al., 2005)。この観測は Very Large Array (VLA) で実施され、円偏波率 1% 程度の HI 吸収線を検出した。達成された分解能は NGC1275 で 700 pc に相当し、CND より大きいスケールでの測定だった。他に近傍高光度赤外線銀河 Arp 220 の中心のスターバースト領域からの OH メガメーザー放射について VLBI 観測によって初の pc スケールのゼーマン測定が実施されている (McBride et al., 2015)。他の観測例として、NGC 4258 半径 0.2 pc からの水 (蒸気) メーザーのゼーマン測定は、偏波が検出できなかったため上限値 130 mG が与えられた (Modjaz et al., 2005)。また、ダストからの赤外偏波観測を NGC1068 に対して行った結果、約 10 pc スケールで

は回転面に沿った磁場が強度にして数 10 mG, ガス圧と磁気圧の比が 0.15 程度であると見積もられた (LopezRodriguez et al., 2015)。

AGN 核周領域磁場の観測の見通し SKA のターゲット観測帯域であるセンチ波帯観測では、中性水素原子 21cm 線 (HI) の吸収線の VLBI 観測により 100pc スケールの CND が検出されており、2010 年時点で VLBI 観測による撮像は 37 天体におよぶ (Araya et al., 2010)。さらに、一部の高光度赤外線銀河の中心部で見られる 18cm 線 OH メガメーザー放射も中心の AGN かスターバースト領域に付随すると考えられている (e.g. Pihlström et al. 2005; Parra et al. 2005; Migenes et al. 2011)。SKA1-mid の VLBI 観測では既存の VLBI 観測装置よりはるかに高い感度と分解能を達成することから、AGN 核周領域磁場の観測対象天体数がこれより大きく増えると期待できる。

6.2.5 銀河団磁場

科学的課題

起源と進化 近年のファラデー回転の観測、ならびにそれぞれ 50 例を超えている電波ハロー・レリックの観測により、磁場のモデル化が進んでいる。その一方で、銀河団磁場の起源や増幅機構については、例えば原始磁場と構造形成ダイナモの組み合わせ (Ryu et al., 2008) や AGN および銀河風 (Völk & Atoyan, 2000) によるものなど諸説あるが (§6.1.6 参照)、その詳細は不明である (Donnert et al., 2009)。理論と観測との比較が効果的な解決手段であり、双方のさらなる精密化が不可欠である。

磁場の構造 基本的には、銀河団磁場は銀河団ガスの乱流の影響をうけてできた乱流磁場と考えられるが、AGN からのアウトフローや電波レリックなどでは整列した磁場もあるだろう。RM や電波ハローの偏波観測は磁場の空間パワースペクトルを知るのに重要である。大スケールと小スケールのどちらかに磁場エネルギーがあるかにより、観測される偏波の空間的なパターンが違っていると予想されるからである。実際、いくつかの銀河団について、偏波観測から磁場のパワースペクトルが議論されている (Govoni et al., 2017)。RM については乱流はコルモゴロフ的ではないかという示唆がある (Guidetti et al., 2008)。電波ハローについては、一般的に観測される偏波は弱いので、偏波が観測されにくい小スケールに磁場のエネルギーがあると考えられる。しかし、偏波観測から磁場や宇宙線を議論する場合、ビーム内での平均化や偏波解消の影響も考慮する必要がある。

モデルの構築 近年ファラデー回転の観測の結果を利用した銀河団のモデル化が進んでいる。例えばガス分布については球対称ベータモデルか宇宙論的シミュレーションのデータを用いる。磁場モデルについては、パワースペクトルがコルモゴロフ則に従うランダムガウシアンとし、また局所的な磁場強度はガス密度のべき乗に比例すると仮定する。また最近では、銀河団形成の宇宙論的 MHD シミュレーションの試み始められている。観測結果を宇宙論的 MHD シミュレーションと比較することは有用である。さまざまな磁場の初期条件で計算をし、得られた銀河団中の磁場と実際の観測データを比較することで、銀河団磁場の起源について迫ることができるであろう。このように銀河団のガス分布および磁場、それに加えて偏波源のモデルを考えて、模擬 RM 観測データを作ることは有用である。SKA による観測が始まる前でも、シミュレーションデータを利用した模擬観測を行うことで、観測プランを立てることができる。例えば、X 線では見分け

にくいマッハ数 $\sim 1-2$ の弱い衝撃波で、磁場の圧縮に伴う偏波が観測できるかどうか議論することができる。

RM 構造 ここでは、模擬観測の一例を紹介する。1.4 GHz で $1 \mu\text{Jy}$ の感度、角分解能 $1.6''$ を仮定すると、1 平方角あたり 315 個の偏波源が検出されると予想される (図 6.8)。典型的銀河団とされるかみのけ座銀河団によく似たモデル銀河団を観測すると、背後に 50 個の偏波源を検出するだろう。VLA によるかみのけ座銀河団の結果が 7 個だったので大幅な増加である (Bonafede et al., 2010)。その結果、RM の半径方向の構造を再現できるようになり、また磁場のモデルパラメーターに存在する縮退 (具体的に??) も解けるようになると予測される。また、現実的な銀河団の密度分布として宇宙論的シミュレーション (Vazza et al., 2010) で得られた銀河団を用いた結果、RM プロファイルに銀河団の力学状態に応じた違いが見られることが分かった。銀河団ガス中の衝撃波を RM で検出できるかについても調べてみた。宇宙論的シミュレーションデータ中の銀河団で、衝撃波面を通る方向とそうでない方向とで RM プロファイルを比較した。その結果、衝撃波付近での RM 増加の兆候を見ることができた。なお、このシミュレーションでは磁場の進化は取り入れていない。また衝撃波付近での密度上昇にともなう磁場上昇しか入っていない。実際にはそれ以外の効果でもっと磁場増幅が起きている可能性が高く、今回よりは衝撃波を見つけやすくなっている可能性が高い。

電波ハロー 電波ハローの大きさは Mpc にもなるが、表面輝度は小さく (1.4 GHz で $\sim \mu\text{Jy arcsec}^{-2}$)、スペクトルは急 ($\alpha > 1$) である (Ferretti et al., 2012)。磁場の大きさは $\sim 0.1-1 \mu\text{G}$ と見積もられている。ハローの表面輝度のゆらぎは磁場の構造を反映していると考えられる。各銀河団での電波ハローのシンクロトロン放射の分布と銀河団ガスからの X 線放射の分布との比較が行われている。巨大で形が整った電波ハローについてはシンクロトロン放射の分布と X 線放射の分布が一致していることが多い。一方、不規則な形をした電波ハローについては、シンクロトロン放射の分布と X 線放射の分布が大きくずれていることが多く、その場合ハローの大きさは小さいことが多いようである (Ferretti et al., 2012)。この違いは銀河団衝突と関係している可能性がある。例えば、ハローの大きさが小さい銀河団は銀河団衝突の初期段階にあり、磁場がまだ乱流などにより平均化されておらず、結果として初期に持っていた大きいスケールでの不規則な形を保存しており、シンクロトロン放射の分布もそれを反映しているのかもしれない。

観測の見通し

SKA1 の見通し SKA1 で定義されている性能は、現在の観測装置の全ての性能指標を基本的に上回る。感度の向上により、偏波源の個数が限られ比較対象するためのサンプルが足りなかった問題は大幅に改善される。RM グリッドで現状の観測装置では判別不可能な銀河団磁場構造の詳細に迫ることができる。現状では困難な 10^{13-14} 太陽質量の小規模銀河団でも中心磁場強度や RM 構造の解析を可能にするだろう。SKA1 の初期科学運用 (感度約 50%) で得られる結果は偏波源の個数に依存する。小規模銀河団や衝撃波についてはサンプル数の問題から厳しそうであるが、大規模銀河団については十分に有望だろう。高分解と広視野という両立の難しい要求は、SKA1 では 1 秒以下の分解能 (X 線望遠鏡 Chandra と同程度) で度スケールの視野 (銀河団を網羅するサイズ) を与えるので、銀河団の研究に非常に適している。同時観測帯域も向上するため、不足していた宇宙線スペクトルを精密に決定するための電波・偏波のスペクトル情報も得られるだろう。

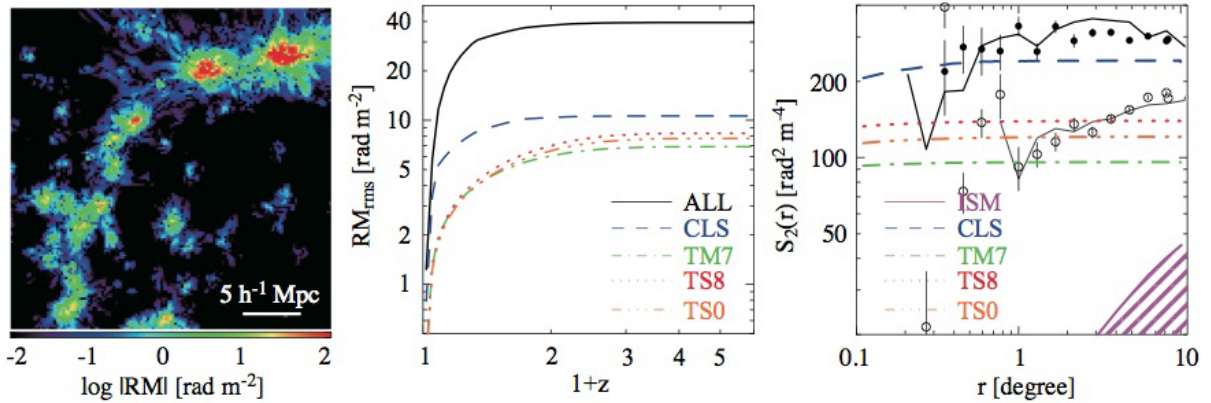


図 6.13: 左 : 深さ $100 h^{-1} \text{Mpc}$ の近傍宇宙の RM マップ (Akahori & Ryu, 2010)。中 : 赤方偏移最大 5 まで積分した RM の rms 値 (Akahori & Ryu, 2011)。異なる銀河団の除去モデルが異なる色で示されている。右 : RM の 2 次構造関数。黒丸 (Mao et al., 2010) と線 (Stil, Taylor, & Sunstrum, 2011) は ~ 900 平方度の北 (filled, thick) と南 (open, thin) 銀極の観測値。紫の領域は極方向の天の川銀河の RM のあり得る強度を示している (Akahori et al., 2013)。

SKA2 の見通し SKA2 では感度で 10 倍、視野で 20 倍良くなる予定である。最悪の場合 (SKA1 と偏波源の検出数は変わらない) でも SKA1 と同じことを短時間でできるはずである。分解能も向上する分だけ、より小スケールの磁場構造を探ることができる。

6.2.6 宇宙大規模構造磁場

科学的課題

銀河間磁場の理論予測 ΛCDM 宇宙は銀河団やフィラメントなどの蜘蛛の巣構造を预言する。銀河団は $T > 10^7 \text{ K}$ の熱いプラズマを含んでいる一方で、フィラメントは中高温銀河間物質と参照される $10^5 \text{ K} < T < 10^7 \text{ K}$ のプラズマで満ちている。プラズマは磁化していると期待される。種磁場の多様な過程が指摘されており、またその種磁場はさらに圧縮や乱流ダイナモ、銀河物質の流出などで、階層的宇宙構造形成の中で増幅されうる (Ryu et al., 2012; Widrow et al., 2012)。RM は蜘蛛の巣構造の銀河間物質を研究するための主要なツールである。銀河団では $B \sim 1 - 10 \mu\text{G}$ が明らかにされてきている。それと比べて、フィラメントの磁場の RM 研究はわずかであり、主に RM が小さいことが原因である。フィラメントでの銀河間磁場は宇宙論的シミュレーションに基づけば (Ryu et al., 2008) おそらく $B \sim 1 - 100 \text{ nG}$ くらいだろう。

銀河間磁場の RM の理論予測 図 6.13 には銀河間磁場のモデルに基づいた RM のシミュレーション結果を示す。RM の rms 値は一つのフィラメントあたり $\sim 1 \text{ rad m}^{-2}$ であり (図 6.13 左)、赤方偏移で数までの複数のフィラメントを通過した RM の rms 値は数 rad m^{-2} に達する (図 6.13 中)。興味深いことに、そのような RM は観測された RM の系外からの寄与の見積もり $\sim 6 - 15 \text{ rad m}^{-2}$ (Schnitzler, 2010; Hammond et al., 2012; Vernstrom et al., 2019) と同程度になる。ここで 2 次構造関数を定義する。

$$S_n(r) = \langle |RM(\vec{x} + \vec{r}) - RM(\vec{x})|^2 \rangle_{\vec{x}} \quad (6.26)$$

$r = |\vec{r}|$ は角距離でデータ x に対して平均値を求める。2次構造関数はパワースペクトルと同様に空間相関の様子を定量化し、離散的に分布する観測データでも容易に計算できるので、観測的研究ではよく用いられる指標である。シミュレーションはフィラメントの銀河間磁場は角度スケール $\sim 0.1^\circ$ 以上で $\sim 100 \text{ rad}^2 \text{ m}^{-4}$ の強度を持ったフラットな RM2 次構造関数を示す (図 6.13 右)。天の川銀河の寄与が最小な銀緯の高い方向で、銀河磁場はずっと小さくかつ冪を持つ構造関数をその角度スケールでは作るべきである (Akahori et al., 2013)。高銀緯方向の観測された構造関数は観測されたフィラメントの銀河間磁場起因のそれと一致しており (Mao et al., 2010; Stil, Taylor, & Sunstrum, 2011)、フィラメントの銀河間磁場が重大な寄与をしていることを指摘している。

観測の見通し

SKA1 の深探査 高銀緯方向で銀河団の外側の方向というのがフィラメントの銀河間磁場を深 RM 探査で探るために選ばれるべきである。さらに他の RM 寄与を取り除く必要もある。天の川銀河の RM はハイパス・フィルターで十分に取り除けるだろう (Akahori et al., 2014a)。偏波源と介在系の RM は強く偏波解消したソースを取り除くことで避ける事が可能であろう。というのも、それらの RM は深探査の $\sim 1''$ ビーム (赤方偏移 0.5 で 6.1 kpc) 内で強いビーム偏波解消を示すべきであり、一方で銀河間磁場の RM はそのスケールでは小さな RM の勾配しかなくあまり偏波解消を示さないだろう。

統計的なアプローチ 100nJy 以下の感度の深探査は、偏波源を選別しても 1 平方度あたり 100 個程度の偏波源を提供するだろう。そのようなデータは $r > \sim 0.1^\circ$ の構造関数を十分な精度で解き明かすことができ (Akahori et al., 2014a)、銀河間磁場の RM を抽出することを可能にする。

ファラデーモグラフィ 銀河間磁場の RM はファラデースペクトルにおいて背景と前景の間のファラデー深度のギャップとして見つかりうる (Akahori et al., 2014b)。数 rad m^{-2} のギャップであれば、深探査の SKA1-MID band2, band3 のデータで $\sim 3\sigma$ 程度の優位性で探知できる (Ideguchi et al., 2014a)。

6.2.7 宇宙論的磁場

科学的課題

スタック解析 個々の天体からは強度が弱すぎて検出不可能であるような偏波を統計的に検出する手段として、偏波のスタック解析がある。スタック解析は主に系外銀河磁場や AGN・ジェット磁場の研究に役立つと期待されるが、銀河間磁場の探査にも活用しうるので、この小節で紹介することにする。スタック解析とは、別のサーベイ (例えばストークス I パラメタによるカタログや可視光サーベイなど) によって位置が分かっている天体について、その位置を基準にシグナルを足していくという手法である。スタック解析により (i) 偏波解消の宇宙年齢に渡る進化、(ii) 矮小銀河など暗い天体の磁場の検出、(iii) 磁場の向きと他の観測量 (傾斜角や銀河形態、スペクトル指数など) との関係、(iv) 周波数分解能を上げた観測、の研究が可能になると期待されている。

スタック解析の結果 NVSS サンプルにおける天体一つに対しての偏波度検出限界は $S_{1.4} \gtrsim 80$ mJy 程度であるが、スタック解析によってこの限界を越えることができ、暗い天体ほど偏波度が大きいという傾向が明らかに現れている (図 6.11 左)。この傾向の原因の一つとして、暗い天体ほど高赤方偏移にあり、ファラデー偏波解消の効果が小さくなるため見かけの相関として見えているのではないかと、という考え方がある (Mesa et al., 2002)。したがって、将来 SKA の観測によって赤方偏移毎に相関をとることは重要であろう。周波数ターゲットや感度を考えると、SKA-SUR band3 (1.5-4.0 GHz), および SKA-MID Band2 (0.95-1.76 GHz) がこの研究に適していると考えられる。ただし、HI や可視光のサーベイにより赤方偏移を特定しておく必要がある。また、偏波のスタック解析では confusion limit には特に気をつける必要がある。

観測の見通し

SKA1 の見通し 他に光度の小さい銀河をスタックすることにより、星生成率と磁場の間の関係を大小様々な銀河に渡って探ることができる。特に矮小銀河、星形成銀河、銀河系のような銀河で磁場の状態が異なるのかどうか、は興味があるところである。ダイナモ理論によれば、星形成からのエネルギーフィードバックによる乱流生成が磁場増幅に寄与しているはずであり、これを観測的に確かめることは重要である。特に SKA による HI サーベイカタログは、HI と星の質量比や HI の輝線からダイナミクスやガスの状態などが同時に分かるので、この研究にとって好都合である。

6.2.8 ファラデートモグラフィー

科学的課題

6.2.7 節で見たように、広帯域の偏波観測が可能になるとファラデートモグラフィーによって磁場、熱的電子、宇宙線電子などの視線方向分布を探ることが可能になり、イメージングも組み合わせることによって天体の 3 次元構造の情報を得ることができる。国際 SKA においてはこれを用いた近傍銀河の磁場の研究が議論されているが、特に次が注目されている。(i) ファラデー回転測度と偏波度の方位角依存性など、円盤に沿った磁場の大域的構造。ダイナモ機構による予言と合うか (i) 円盤に沿った磁場が円盤に垂直な方向に関してどのように変化するか。特に銀河面に関して磁場は対称か、反対称か (ii) ハローと円盤では大域的磁場が同じ構造を持っているか、異なる構造を持っているか (iii) ハローと円盤の境界で磁場はどうなっているか。円盤からハローに乱流磁場や大域的磁場が輸送されているのか (iv) 銀河磁場は銀河風によって銀河外に輸送されているのか。また SKA では 21cm 線によって中性水素の分布も観測できるため、ファラデートモグラフィーとの大きなシナジーが期待できる。

6.3 日本が狙う科学的課題

この節では日本が狙う宇宙磁場研究をまとめる。まず日本の戦略の方針を決めるために検討した日本の独自性と優位性をまとめる。続いて日本のサイエンス事例を紹介していく。

6.3.1 はじめに

宇宙磁場研究の本質：多様性と普遍性 ここまでの紹介で、磁場は宇宙の豊かな構造を形作っていることが分かっただろう。そのような多様性が宇宙磁場研究の魅力の一つである。一方で、磁場はどこへいっても磁場である。磁場の整列、乱流、宇宙線など、磁場の関わる問題には天体によらない普遍性がある。そのような普遍性もまた宇宙磁場研究の魅力である。これらの多様性と普遍性を持つ磁場を探求するのに、特定の天体だけに注目するのはあまり適切ではない。また、宇宙磁場のどれかを観測的に調べるときに、前景・背景の磁場を理解していないとデータの解釈を誤る恐れがあることも注意しなければならない。前景・背景を幅広く注視することは、宇宙再電離 21cm 線の観測、宇宙背景放射偏光の観測、そして最高エネルギー宇宙線の観測など、磁場そのものではないが現代の挑戦的な科学的課題においても重要なことである。

国際 SKA 宇宙磁場科学検討班の戦略 事実、国際 SKA 宇宙磁場科学検討班は、特定の天体の磁場研究に特化することを目指していない。代わりに、高密度な RM グリッドを用いた磁場研究という方法論を、最も優先度の高いサイエンスに選んだ。RM 観測点が平方度あたり現在の 1 個から数 100 個へと増えれば(図 6.8)、磁場の空間構造の革新的な研究が可能となる。数の増加は赤方偏移空間にも十分な数の偏波源を与え、時間軸方向の変化もかつてないほど詳細に探ることを可能にする。ゆえに偏波源数を増やすため、広視野で高感度かつ高分解能の観測が求められる。既存の観測施設の延長では達成不可能であり、SKA のような大望遠鏡が不可欠である。

日本 SKA 宇宙磁場科学検討班の戦略 国際的な戦略を考慮したうえで、日本も特定の天体の磁場研究に特化しない。代わりに日本の独自性として、偏波解消とファラデーモグラフィに注目する。偏波解消やファラデーモグラフィは、多くの観測対象でこれまでに知り得なかった奥行き磁場分布の知見をもたらすので、前景・背景の磁場を包括的に理解していくという方針に合致する。その達成のためには、高分解能で高感度かつ超広帯域の観測が求められる。これらの達成も既存の観測施設の延長では不可能であり、SKA のような大望遠鏡が不可欠である。

日本の優位性 日本は、特定の天体の磁場研究だけに特化しないという方針に見合うだけの、様々な天体の磁場研究者がいるという強みがある。その研究者らの意見交換は磁場の多様性と普遍性を見誤らないために特に役立っている。日本 SKA 宇宙磁場科学検討班でも、その科学検討において特定の天体の磁場に狙いを絞ることはせず、同班が主催している日本 SKA サイエンス会議「宇宙磁場」においても、太陽から宇宙論までの磁場を幅広く討論する研究会とし多くの成果を得てきた。この研究会は若手研究者が最先端の宇宙磁場研究を俯瞰するのにも役立っている。

日本が狙う科学的課題 科学要求を満たす大望遠鏡として SKA を建設し、そして解釈の鍵となる様々な天体の磁場の知見を持って臨めば、従来の 2 次元的な磁場研究は一挙に 4 次元的な磁場研究へと飛躍するだろう。これこそが宇宙磁場研究の次の時代のブレイクスルーである。そこで

「偏波解消とトモグラフィーで紐解く4次元宇宙磁場」

と題し、日本が狙う11の科学的課題を紹介する。各小節は基本的に独立して読み進めることができるように編集したが、偏波解消とトモグラフィーをキーワードに、前景や背景のことまで念頭に入れながら読み進めて頂くことを勧める。

日本が参画すべき開発 上記のブレイクスルー達成のために必要な開発課題の一つは、広帯域な電波・偏波強度スペクトルデータをどのように処理するかである。SKA時代の偏波解消とトモグラフィーのためのデータ処理の方法論は、基礎理論的にも技術的にもまだ成熟しているとはいえ、日本の科学的課題を達成する水準に達しているとは言えない。ゆえに日本の科学的課題を達成するためには、大規模に組織的に日本がデータ処理のソフトウェア(あるいは専用ハードウェア)開発に責任を負うことが重要である。実際、宇宙磁場検討班のメンバーはASKAPの全天偏波サーベイ計画POSSUMのファラデートモグラフィーの品質検査で貢献をしている。そこで日本ですでに進めているトモグラフィーの諸問題の改善を、日本が狙う11個目の科学的課題としてまとめた。

日本の様々な観測計画との強力 加えて、日本では様々な波長と方法を用いた多岐にわたる分野の研究プロジェクトがある。それらの中には、SKA宇宙磁場研究と潜在的に協力が見込まれるものもある。そこで、さらなるシナジーを求めてと題して、多分野の関連する研究との協力も日本が狙う科学的課題の1つとしてまとめた。

日本の宇宙磁場研究の科学・技術要求の要約 サイエンスで前提としている科学・技術要求は共通する所が多いので、ここでまとめる。特記のない限り、以下のような科学・技術要求となる。

- **核となる周波数帯域は 300 MHz – 3 GHz**

偏波解消とファラデートモグラフィーに注目するために最低限必要な帯域である。サーベイの効率化のために、広帯域フィード1台、または視野の広い密開口アンテナやフェイズドアレイフィードで実施するのが理想である。これ以上の高周波データも偏波解消や宇宙線スペクトルの研究のためにぜひ取得したいが、視野が著しく狭くなるためサーベイはより難しい。周波数非等分サンプラーを使って波長2乗空間でデータを均等収集するのがファラデートモグラフィーには有効と考えられる。ただしその場合、他の観測の相乗り観測が難しくなる。

- **5年間の主要科学計画(KSP)、全天 $1 \mu\text{Jy}$ 観測や 400 平方度 $0.1 \mu\text{Jy}$ 観測**

SKA1のKSPはまずは5年間(43800時間)を想定する。KSPには全観測時間の70%が割り当て予定であり、仮に科学観測に可用な時間が90%、バンド1、2、5に均等配分されるとするならば、約9200時間をバンド2の観測に割り当てが可能である³。一例として、南北銀極の計400平方度を $0.1 \mu\text{Jy}$ にて観測する場合(たとえば図6.10)、標準フィードの視野0.5平方度あたりSKA2で必要な予想積分時間は1時間弱なので、計800時間程度で達成する。これに較正やオーバーヘッドを加えても、割り当ての時間内で十分達成可能だろう。同様の時間で全天40000平方度を $1 \mu\text{Jy}$ 感度にて走査もできるだろう。いずれにせよ、このような長時間観測はKSPでなければ認められない。KSPで論文筆頭著者となるためには、メンバー国参加が必須である。

³それぞれが200MHzの帯域幅を持つ26のFrequency Slice Processor(FSP)のうち4つだけ用いれば良く、残りのFSPで輝線観測やパルサーサーチ、VLBIも実施できる。

- 分解能は **1 GHz** で $0.1''$ 、対応する最大基線長は **1000 km** クラス
SKA1 では 100 km クラスの最大基線長により 1 GHz で $1''$ を切る分解能がある。SKA2 でもバンド 1 での感度の紛れ込み限界 (confusion limit) を避けるため、そして狙うサイエンスのため、さらなる高分解能は不可欠であり、ゆえにこのような巨大な望遠鏡の建設を求める。
- 最大検出角度スケールは **3 GHz** で 1° 程度
MID アンテナ群の最小基線長が計画通り 20 m 程度であるならば、最大検出角度スケールは 1.5 GHz で $0.5'$ 程度である。星間や銀河団の一部サイエンスを除けば、十分な最大検出角度スケールだろう。しかし、星間や銀河団の広がった放射のスペクトルの研究では、3 GHz で 1° 程度の最大検出角度スケールを確保し、ミッシングフラックスの影響を極力減らしたいところである。そのためにはフェイズ・アップした単一鏡としての運用、あるいは別途大型単一鏡ないし基線長が数 m の小型干渉計が必要となるだろう。
- トモグラフィーの科学データ処理
SKA2 ではおそらく 1 億以上の背景偏波源を探知する。これは人の手で処理できる数ではない。そこでデータパイプライン自動処理が不可欠である。ゆえにどのように自動化するかという検討とそれを実現するソフトウェアの開発が必要であり、まさに SKA 先行機を使った偏波サーベイでその研究が進められているところである。ファラデートモグラフィー解析は SRC のリソースを用いる見通しであるため、SRC に日本がどのように参画するのかにも関連する。

6.3.2 銀河磁場の起源と進化

銀河磁場の物理 天の川銀河に現存する大局磁場の維持生成機構を明らかにすることは、銀河磁場の起源と進化を理解する試金石であろう。日本の銀河磁場研究の優位性として、銀河磁場の数値シミュレーションが多くなされている点がある。そのシミュレーションを活かしながら、特に日本は宇宙線に注視する。星間ガスには超新星などから供給された宇宙線が存在し、パーカー不安定性において無視できないだけの量がある。宇宙線は磁力線にそって閉じ込められやすいため、磁力線と垂直な方向の圧力勾配となり浮力を高める (Parker, 1966)。特に、宇宙線は磁場と異なり張力が働かないため、純粋に浮力を高めパーカー不安定性を増進させる。そのうえ磁場が弱い時でも宇宙線による浮力効果は働くため、十分な宇宙線があれば、磁場が増幅する過程において微弱な磁場の段階から大きな浮力が働く。よって、宇宙線は前節までに述べた星間ガスの磁場増幅に大きな影響を与えるはずである。

宇宙線の影響と星形成 宇宙線を含めたパーカー不安定性の数値シミュレーションによる研究は、Kuwabara et al. (2004) によって初めて行われ、その後、Kudoh et al. (2014) などで銀河により近い状況で研究された。今後は、Nishikori et al. (2006) と同様な数値シミュレーションに宇宙線の効果を取り入れ、銀河磁場の増幅に宇宙線がどのような影響を与えているのかを明らかにするべきである。宇宙線を取り入れた銀河ダイナモの数値シミュレーションは Hanasz et al. (2009) などで行われているが、磁気回転不安定性との関係は明らかでなく、ダイナモの物理機構も明確には示されていない。そこで、計算結果の解析を線形のダイナモ理論などと比較しながら銀河ダイナモの物理機構を明らかにすることが必要だろう。そして、現存する銀河の磁場がこのような増幅モデルで説明可能かどうかを検証するべきである。一方、宇宙線の多くは超新星によって供給される。

超新星の頻度は星生成率と関係があり、星生成率は磁場の影響を強く受けている。よって、磁場の増幅に対して宇宙線からの影響があれば、これらの現象は循環的に(非線形に)影響し合っていることになる。そのような調査も銀河磁場の研究には欠かせない。最終的には、上記の循環的な相互作用を自己無矛盾に取り入れた数値シミュレーションにつなげていくことが望まれる。

超新星やパルサー星雲等の加速源を出た宇宙線の伝播過程においても乱流磁場との相互作用が重要である。例えば、観測されている宇宙線の非等方性について、乱流磁場中の拡散過程を用いて説明されている(Malkov et al. (2010); Giacinti & Kirk (2017))。これらにおいて拡散係数は乱流磁場が弱い場合の近似である準線形理論で評価されているが、乱流磁場の振幅が大きくなってきた場合の拡散過程について調べることも重要な課題と思われる(Ohno, 2009)。

銀極・ハロー磁場構造の観測 このような状況をふまえて、SKAでは高銀緯方向の調査を提案する。Akahori et al. (2013)はMHD乱流の数値計算データを用いた新しい手法により、銀極方向の磁場構造を精密に再現した。そして銀極方向におけるRMの分布を計算した。計算の結果、北銀極方向が $+0.00 \pm 0.02 \mu\text{G}$ 、南銀極方向が $+0.31 \pm 0.02 \mu\text{G}$ の異なる平均磁場を持つ(Mao et al., 2010)アノマリーは、天の川銀河の乱流磁場による偶然性では単純に説明できないことが分かった。考えられる有力な起源として、上述の研究やMachida et al. (2013)が示した磁場の浮上が挙げられる。Machida et al. (2013)は銀河ガス円盤の数値シミュレーションを行い、ハロー磁場や垂直磁場の南北不一致な周期的変動を示した。そして上記の通り、その磁場浮上には宇宙線が重要である(Kudoh et al., 2014)。もしこの起源説が正しいとすると、高銀緯方向に特徴的なRMの縞模様を作り出す。その構造が実際に見られるかどうかSKAで検証することで、仮説の検証をすることができるだろう。この縞模様は全天の何割かを覆う非常に淡い構造である。SKAでなければ達成できない。

偏波解消とトモグラフィへの期待 Akahori et al. (2013)によれば、天の川銀河だけのRMの平均2乗偏差は観測値より小さく、2次構造関数も天の川銀河のRMだけでは観測値を説明できない。これは系外のRMが銀極方向で観測値に大きく寄与していることを意味する。その切り分けに、偏波解消の特性やファラデースペクトルが確実に役立つ。銀極方向は天の川銀河のRMが最も小さい方角のため(Schnitzeler, 2010)、系外の宇宙磁場探査にとっても重要な視野である。酒見ら(Sakemi et al., 2018a)(Sakemi et al., 2018b)は、電波星雲W50に対してファラデートモグラフィを実行し、ファラデースペクトルから前景の偏波放射成分を同定した。天の川銀河系内の偏波観測において前景は複雑な構造を持つため、その情報の切り分けは重要である。ファラデートモグラフィはこのような状況においてもその威力を発揮することが期待される。

6.3.3 近傍銀河の4次元磁場構造

銀河の円盤磁場 日本の近傍銀河磁場研究の優位性として、天の川銀河や渦巻き銀河の電波観測ならびに大型計算機を用いた銀河シミュレーションの蓄積がある。そこでそれらを活かし、日本は近傍銀河の大局的磁場構造とその進化の解明を狙う。銀河円盤の渦状腕に沿う大局磁場構造の起源として、宇宙初期の原始磁場を取り込んだとするシナリオ(Sofue et al., 2010)や銀河ダイナモによる増幅機構(Sofue et al., 1986)が提案されてきた。また構造として軸対称なASS(Axis Symmetric Spiral)型とBSS(Bisymmetric Spiral)型の分類がある(Sofue et al., 1986)。しかしながら、星間物質からのシンクロトロン偏波は明るくないため、これまでに観測・分類された銀河の数は未だ近傍の10天体程度である。ASSかBSSかの判断が難しい銀河もある。近年の観測および解析によ

ると、ASS と BSS に単純に分類できず、M51 のようにディスク部分は ASS、ハロー部分は BSS であるとする見方もある (Fletcher et al., 2011)。そもそも NGC6946 銀河では、星やガスの渦状腕と一致せず渦状腕の間を埋めるような形で磁場渦状腕が存在する (Beck, 2007)。日本のグループでは、系外銀河でも磁場ベクトルの情報を獲得する手法を開発し (Nakanishi et al., 2019)、フェイスオン銀河に適用することで、渦状腕に沿った大局的な磁場構造の反転に関する研究を行ってきた (Kurahara, & Nakanishi, 2019)。同様の手法をより多くの銀河に適用し、磁場ベクトル構造の z 依存性や渦状腕との関係を調査することで先に述べた目標を達成することを目指す。

銀河の垂直磁場 ディスク面に垂直な磁場構造も存在することが知られている。近年の高感度観測によると、ハローに向かった X 字型の磁場構造が示されている (Mora & Krause, 2013)。MHD シミュレーションによるとハローへのガスのアウトフローに関連した構造であることが示唆されている (Pakmor & Springel, 2013)。または原始磁場の名残との解釈もある (Sofue et al., 2010)。ハローにおける X 字型の磁場構造に関する研究として、我々が開発した磁場ベクトルの情報を獲得する手法 (Nakanishi et al., 2019) をエッジオン銀河に適用することで、ハロー磁場の大局磁場ベクトル構造を検出することも可能である。すでに NGC4631 に適用した研究があり (松永修論 2016)、より多くの銀河に適用することでフェイスオン銀河と同様に z 依存性や銀河形態との関係を調査することが重要である。

近傍系外銀河のシンクロトロン放射の観測 このような状況をふまえて、SKA では近傍銀河のサーベイ的な多周波偏波観測を提案する。データを取得し、銀河の円盤磁場および垂直磁場の形態分類を大規模に行う。シンクロトロン偏波の観測を行うことによって偏波ベクトルマップから磁場ベクトルマップを作成し、銀河の大局的磁場構造を探る。多周波数観測で RM を測定し、視線方向の磁場の向きを調べる。国内では既に科学検討班が偏波観測アーカイブデータを解析し、銀河磁場構造の形態分類を行っている。また MHD シミュレーションによる検証も可能な研究体制が整えられている。磁場構造の普遍性と多様性を検証するため、膨大な数のサンプルを取得しなければならない。それは SKA でなければ達成できない。

偏波解消とトモグラフィーへの期待 偏波解消とファラデートモグラフィーは、上述の3次元磁場構造の調査をさらに補強するだろう。理想的な face-on、edge-on ではない場合についても、磁場の円盤やハローの成分、円盤垂直成分を切り分けることができるかもしれない。ただし、図6.4で紹介した通り、偏波解消とトモグラフィーはビームサイズにより状況が異なってくるので、大局構造を調べるのに最適な分解能を選ばなければ意味がない。これを理論家と観測家が協力して精査できるのも日本の強みである。さらに、近傍での調査の次のステップは、近傍で得られた知見を遠方の銀河と見比べ、その宇宙論的な進化を探ることだろう。図6.10で示された通り、SKAはこれまで全く不可能であった高赤方偏移 ($z > 0.1$) の銀河の広がった放射を検出する感度を提供する。ゆえに円盤磁場やハロー磁場がどのように時間進化してきたかについて直接的な観測情報をもたらす。銀河の磁場が作られている進化史が解明されるだろう。

他観測とのシナジー効果 日本においてはALMAや野辺山45m電波望遠鏡を用いた近傍銀河の分子雲観測などで、星形成分野の先駆的な研究が進められてきた。例えばM33の分子雲の偏波観測によると、大局的な磁場構造と分子雲の磁場構造が揃っていることが示されている(Li & Henning, 2011)。また乱流磁場の強度と星形成率の間には相関があるものの、整列した磁場とは相関が無いとの報告もある(Tabatabaei et al., 2013)。大局的な銀河磁場が小スケールの星形成に与える影響の解明が重要である。SKAではHI観測とのシナジーも大きく期待されるので、日本SKA銀河進化科学検討班や星間物質科学検討班との協力もありうる。もしかしたら、磁場観測量と、磁場と直接関係のない他の観測量とに、まだ知られざる決定的な相関が存在しているかもしれない。

6.3.4 遠方銀河の偏波特性

介在銀河による偏波解消 日本の遠方銀河磁場研究の優位性として、銀河磁場のモデル化が進んでいる点がある。そのモデルを活用して、日本は遠方銀河の偏波解消に注視する。最近のMgII吸収線の観測(Zhu & Merard, 2013)によって、SDSS銀河のおおよそ2つに1つの視線上に吸収線系が存在することがわかった。このような吸収線系(介在銀河)は、少なからず偏波源の視線上にも存在するだろう。そして偏波源の見かけの偏波特性に影響を与えているという指摘がある(Bernet, Miniati, & Lilly, 2012; Farnes et al., 2014)。もしそうであれば、系外のような天体、とくに宇宙論的進化の解明に重要な高赤方偏移天体の磁場を偏波で調べる場合に、問題となる。逆説的に言えば、もし介在銀河が起こす偏波特性を正しく理解できれば、介在銀河が存在していない視線を選別することも可能だろう。この選別は特に銀河間磁場の探査では決定的である。そこで介在銀河の偏波解消やファラデースペクトル特性を観測的・理論的に研究することが重要である。

偏波解消の観測 このような状況を踏まえて、SKAでは背景偏波源の偏波スペクトルの系統的な調査を提案する。図6.9の研究(Farnes et al., 2014)を偏波源を大幅に増やして大規模に行う。偏波解消やファラデースペクトルの特性が実際の天体においてどのような普遍性と多様性があるのかを明らかにする。偏波解消やファラデースペクトルの特性で偏波源を分類し、それぞれの分類についてその典型的な(平均的な)特性を明らかにする。そのためには膨大な数のサンプルを取得しなければならない。それはSKAでなければ達成できない。

偏波解消とトモグラフィーへの期待 偏波解消の研究が始まっている。この研究では天の川銀河モデルを介在銀河の典型とみなした。計算の結果、銀河の大局的構造と乱流局所構造によって観

測しうる偏波解消が起こることや、偏波解消の特性が RM の確率分布がガウシアンに従わないために RM の分散に対応する Burn 則には従わないこと、そして介在銀河の観測される RM への影響は介在銀河の赤方偏移が大きくなるほど急激に小さくなることが分かりつつある。今後は、吸収線観測から推定される銀河風などの広がった構造の成分までを取り込んだり、介在銀河の宇宙論的な進化、質量関数、形態なども取り込み、より現実的な状況を考えていくことが望ましい。そしてモデルの改善と並行して、ファラデーモグラフィも実行して、どのようなファラデースペクトルになるのかを理解することも極めて重要であろう。SKA で複雑なファラデースペクトルを正しく解釈する手段を構築することが、SKA の建設・運用に先立って重要な課題である。

6.3.5 AGN ジェット・核周円盤の磁場構造

ジェット構造の初期磁場依存性 日本の AGN ジェット磁場研究の優位性としても、大型計算機を用いた降着円盤からのジェット生成を調べる数値計算や、ジェットの伝搬を調べる数値計算の蓄積があるだろう。そこでそれらを活かし、日本はジェット構造と降着円盤磁場との関係を探る。これまでの数値計算では様々な初期磁場構造を仮定してきた。基本的にはジェットの中心軸付近は鉛直方向磁場が卓越し、その周りを方位角方向磁場が取り囲む形状となるが、その初期形状によってジェット周辺の磁場構造に多少の違いがある。これはつまり、現在のジェットの形状を精密に調査すれば、過去の初期形状についての示唆を与えうることを意味する。そこで数値計算から得られる物理量を用いて RM を求め、観測値と比較を行うことが重要である。それにより、最も観測に適合する初期形状の仮定はどれかについて、制限ないし示唆を与えることができるだろう。それにより観測されているジェットの RM 分布の起源となる、降着円盤近傍の磁場構造を探る事が可能となるだろう。

AGN ジェットの観測 このような状況を踏まえて、SKA では FR 電波銀河のジェット構造の観測を提案する。降着円盤の磁場構造を空間分解するのは難しいので、X 線などの観測データと数値実験データなどを照らしあわせながら降着円盤の状況を特定する。一方で、これまでに知られているジェットの電波放射を従来よりも 1-2 桁近く改善された $0.1''$ を下回るような驚異的な空間分解能で撮像する。そのためには高分解度かつ高感度の観測データを取得しなければならない。それは SKA でなければ達成できない。

The East Asian VLBI Network (EAVN) は、FAST と組み合わせることで SKA1 よりも視野は狭いものの SKA1 に肉薄する感度でありながら、30 倍の高分解能を得ることができる。そこで、SKA1 と EAVN とのシナジーとして、宇宙最初の大質量ブラックホールからの電波放射観測が期待される。赤方偏移 $z \sim 10$ の $M_{\text{BH}} \sim 10^{7-9} M_{\odot}$ ブラックホールからの電波フラックスは、1-10GHz 帯にスペクトルピークが位置し、 $\sim 1 \mu\text{Jy}$ 感度を持つ SKA1 によって十分に観測できる可能性が高い (Falcke et al., 2004)。そのため、SKA1 サーベイによる検出と EAVN によるフォローアップを行うことで、宇宙初期の電波ジェットを観測することが可能となる。

偏波解消とトモグラフィへの期待 SKA では SKA 試験機のさらに一桁近い分解能の改善が期待されるため、ジェットの詳細な構造を調べることができるようになる。それだけでなく、高分解化は偏波解消とファラデーモグラフィにとっても極めて重要である。特に比較的若いジェットやローブでは非常に大きな RM 値が予想されるため、分解能が悪いと深刻なビーム偏波解消により意味のある (解釈のはっきりする) 観測ができなくなる。偏波解消は偏波の冪を変えうるので、

ファラデースペクトルも複雑になる。ゆえにファラデートモグラフィーにとっても曖昧さの原因となりうる。前述の数値計算から RM を調べる研究では、分解能によるビーム偏波解消の影響をきちんと評価し、いったいどういった条件で観測をすると、どのような観測量を得るかを包括的に議論していくことが理解の鍵となるだろう。幸い、感度が改善され観測可能な天体数が激増することで、個々の天体のバラ付きを排し統計的に議論することができると期待される。

FRI 型銀河では、ローブに沿うような磁場構造が観測される (Laing et al., 2011)。一方で、いくつかの FRII 型銀河は、LOFAR による低周波観測においても電波ローブ先端に形成されるホットスポットにおいて強い偏波放射が観測される (O'Sullivan et al., 2018)。これは、先端衝撃波で圧縮された揃った磁場からの完全偏波放射に起因すると考えられている。LOFAR 運用に伴い低周波帯における数値シミュレーションと疑似観測を組み合わせた研究の需要が高まりつつある。しかし、低周波帯では、内部・外部消偏波効果やホットスポットではシンクロトロン放射が光学的に厚くなり自己吸収を考慮する必要性が高いため、これまでに吸収や偏波解消の効果を取り入れた数値シミュレーションによる AGN ジェットの偏波疑似観測は、行われていない。そこで、Machida et al. (2018) の手法を参考に、MHD によるジェット伝搬数値シミュレーションの結果からシンクロトロン吸収と偏波解消の効果と取り入れた低周波帯偏波疑似観測を行い偏波放射の成因を明らかにしていく (Ohmura in prep.)。既に、高解像度 3 次元 MHD ジェット伝搬シミュレーション結果を高周波数帯疑似観測を行い、電波ローブ内は乱流構造を持つため周波数非依存型消偏波の影響を大きく受けることを明らかにした。

AGN ジェットの加速領域観測 日本の AGN ジェット観測的研究の優位性として、AGN ジェットの特に加速領域における豊富な知識と実績を有している点である。特に、M87 における sub-pc スケールでの観測は、日本チームの主導で M87 ジェットの速度構造の空間プロファイルの観測が盛んに行われており、EAVN のラージプロブレムの一環として成果を上げている (Hada et al., 2017; Park et al., 2019)。本観測では、ジェット加速領域を高頻度な VLBI モニタにすることで、ジェットの速度が非相対論から相対論的に次第に遷移するプロファイルを捉えることに成功した。他方で、ジェットの空間的構造の変化についても日本主導で盛んに研究が行われている。Nakamura & Asada (2013) では、M87 における電波放射から $10 - 10^7 r_g$ に渡るジェットの構造解析を行い、ボンディ半径を境に形状が放物線状から円錐形へと変形することを示した。これらの結果は、ジェットの形状は伝搬する星間空間の圧力分布に大きく依存することを観測的に明らかにしたものである。また、このボンディ半径外側近傍には HST-1 と呼ばれる定在ノットが位置していることも非常に興味深い。その後、Cygnus A や NGC4261 ジェットにおいても同様な電波観測によるジェットの構造解析が行われている (Nakahara et al., 2018, 2019)。今後、SKA2 を筆頭にする高解像観測によって、M87 以外の AGN ジェットにおいても加速領域におけるさらなる観測データが得られることが期待される。

2019 年 4 月、日本もプロジェクトの一員である、Event Horizon Telescope (EHT) によって M87 のブラックホールシャドウの直接撮像に成功した。日本の観測における貢献もさることながら、ブラックホール近傍物理の理論研究においても大型計算機による数値的研究を筆頭に世界高水準にある。特に、GRMHD シミュレーションと一般相対性理論輻射輸送コード (RAIKOU) を組み合わせた計算によって、観測された非対称リング構造再現に成功した (Kawashima et al., 2019)。また、将来の偏波観測を見越したブラックホール近傍の偏波放射疑似観測も既に行われ始めている。今後は、EHT によるブラックホールの回転のジェットの駆動の関係性の観測的検出や、ブラックホール近傍からジェットの加速領域にまで及ぶ大規模な数値実験と疑似観測を組み合わせた理論モデルの構築においても、日本の精力的な活躍が期待される。

AGN ジェットの X 線と電波観測 前節 6.2.4 で指摘されている通り、X 線と電波観測を組み合わせることでジェットのプラズマ組成に対する議論が盛んに行われている。しかし、高温かつ希薄なプラズマと考えられるジェットでは、クーロン相互作用が弱く電子とイオンがそれぞれ別の温度を持つ 2 温度プラズマを持つ可能性が高いが、衝撃波を有するジェット伝搬では電子とイオンの独立したエネルギー進化を追うことが難しく、これまでほとんど研究されてこなかった。そこで、Ohmura et al. (2019) では、手始めに衝撃波においても電子のエントロピー保存を仮定した 2 温度磁気流体方程式を解くジェット伝搬数値シミュレーションを行い、電子とイオンそれぞれ独立した熱進化を追った。その結果、ジェット先端領域ではイオンは電子の 10 倍高い温度を持つこと、及び、ジェットはガス密度が低いためクーロン衝突頻度が少なく長時間に渡って 2 温度状態を保つことを明らかにした。その後の、Ohmura et al. (submitted) では、衝撃波における理論計算や地球磁気圏の衝撃波における電子とイオン温度の in-situ 観測の結果から示唆される衝撃波における電子加熱を考慮した AGN ジェット伝搬数値シミュレーションを行い、電子が衝撃波加熱を受ける場合においても電波ローブでは 100Myr 以上に渡って 2 温度状態が維持されることを示した。2 温度磁気流体のジェット伝搬数値的研究は、電波ローブにおける X 線と電波観測の非相関関係の解明に期待される。

AGN 核周領域のゼーマン観測 SKA1-mid をひとつの VLBI 観測局とした場合の VLBI 観測では、南半球の VLBI 観測局間との最長基線長が 9000km に及ぶため、L 帯で 4 ミリ秒角の角分解能を達成する。この分解能は距離 200 Mpc 以内の近傍銀河では 4pc 以内に相当し、半径 10pc 未満の AGN トーラスを直接撮像することができる。SKA のこれまでにない高い感度は 0.1% 未満の高い円偏波精度を達成すると考えられ、AGN 核周領域の磁場測定を量産すると期待される。

6.3.6 銀河団乱流の形成と進化の解明

ファラデー回転の観測と乱流磁場 日本の銀河団磁場研究の優位性として、銀河団の衝突や乱流の成長などに豊富な知識と実績を有している研究者が多い点がある。そこでその知見を活かして、ファラデー回転を用いた銀河団ガスの乱流磁場の調査を狙う。銀河団の磁場の形成進化は未だによく分かっていないが、銀河団衝突や銀河団銀河の運動、AGN 活動などが乱流を励起すると期待されるため、乱流ダイナモが磁場の性質に影響を与えている可能性がある (Ryu et al., 2008)。銀河団の偏波観測による RM の調査は、この乱流磁場の性質を探るユニークな手法と期待される。事実、銀河団の偏波観測と、銀河団の磁場や電子分布を 3 次元的に仮定し RM をシミュレートする FARADAY というプログラムを組み合わせ、磁場の強度、相関長、動径方向変化、パワースペクトルなどの研究がなされ、成果が上げられている (Guidetti et al., 2008)。ただし、パラメータの定量化に用いる理論モデルもまだ多くの仮定を含むので、その改善をしていくことも重要だろう。観測データによるモデルの更新や、数値シミュレーションの実施が望まれる。

X 線形態分類 それぞれの銀河団について乱流磁場の情報を得ていくだけでは、進化史という時間軸の解明には不十分である。そこで日本チームは一つの仮説を立て、SKA を用いてそれを検証する観測を提案する。それは X 線の形態と乱流磁場の性質に相関があるという仮説である。銀河団は X 線表面輝度と温度の特徴から、不規則型、規則型、クールコア型と分類でき、それぞれが異なる進化の局面にあると考えられる。もし乱流が駆動期、成長・飽和期、そして減衰期とそれぞれ対応するならば、X 線の形態の違いによって乱流の進化の局面が異なり、磁場の強度や相関長

が異なってくるだろう。この真偽を確かめることができれば、銀河団のガスと磁場の共進化、そして銀河団磁場の起源に重要な示唆を与える。国内では既に科学検討班がX線の形態が既知でかつ偏波観測のデータが不足していた6天体について2013年9月にJVLAで偏波観測を行った。今後はその解析を進める。しかし6天体では比較対象を行うには少なすぎる。X線形態の既知な銀河団は100天体以上あるので、少なくともその程度は偏波観測を進めていかなければならない。そのためには広視野でかつ高感度の観測データを取得しなければならない。それはSKAでなければ達成できない。

偏波解消とトモグラフィーへの期待 乱流磁場は期待されるRMの分散が数 10 rad m^{-2} に及ぶだろうことから、偏波解消にも十分寄与してくると予想される(図6.3)。ゆえにきちんとその特性を理解して望まなければ解釈を誤る。SKA時代に広帯域に観測をして偏波解消の影響を精査していくことが重要だろう。観測・理論データにファラデートモグラフィーを実行し、どのような特徴的なファラデースペクトルが得られ、そこから乱流磁場の進化にどのようなことが言えるかを検討していくことも重要だろう。ファラデートモグラフィーはRMグリッドを用いた研究において、前景と背景のRMを取り除くために役立つ。

6.3.7 銀河団電波ハローの多波長観測

銀河団の多波長観測 日本の銀河団磁場研究の優位性として、多波長での銀河団研究が進みつつある点がある。そこで日本は銀河団電波ハローの多波長研究を推進する。SKAによる銀河団観測により、銀河団ガス中の磁場に対する理解や、関連するテーマ(宇宙線、銀河団ガスの物理状態)に対する理解が飛躍的に深まると予想される。これに加えて、2021年度に打ち上げ予定のXRISM衛星によって得られるであろう豊富なX線データ(乱流の直接測定情報、密度や温度、重元素量の空間構造の情報)との比較、すばる望遠鏡による重力レンズ観測で得られる銀河団の力学的構造の情報との比較が容易であることがあげられる。また、CTA(Cherenkov Telescope Array)による観測との比較により、銀河団中の高エネルギー宇宙線についての情報も得られるであろう。ALMAによるSunyaev-Zel'dovich観測から、衝撃波の探針となる超高温ガスの存在についての情報も得られるであろう。

他波長から得られる情報 ひとみ衛星がペルセウス座銀河団の観測で示したように(Hitomi Collaboration et al., 2016, 2018), XRISM衛星でドップラーシフト効果、乱流速度を測定することにより、銀河団ガスの運動を直接明らかにすることができる。これと電波観測から探る乱流の性質ならびに電波ハローの情報を組み合わせることにより、乱流と電波ハローに関するより深い理解が得られるはずである。具体的には、もし電波ハローが観測されている場所で銀河団ガスの乱流がXRISMにより定量化されれば、乱流加速された1次宇宙線電子がシンクロトロン放射をしていることになる。こういったシナジー研究は日本に間違いなく優位性がある。次世代硬X線天文衛星FORCE(Mori et al., 2016)であれば、銀河団に付随する相対論的電子による宇宙背景放射光子の逆コンプトン散乱で発生する非熱的硬X線放射を捉えることが可能になると期待される。その際には、実効的な磁場の値を求める事が可能となる。さらに、すばる望遠鏡による重力レンズの観測は、銀河団内部の物質分布を明らかにすることができる(e.g. Okabe et al. (2019))。この観測により、不規則な物質分布が観測されれば、その銀河団はほかの銀河団との衝突中であり、宇宙線加速につ

ながる乱流が発生しやすい環境にあることがわかる。一方、銀河団中の宇宙線電子がもし2次電子であれば、それらと同時に生成されるガンマ線をCTAで観測できるかもしれない。

電波ハローの観測 このような状況を踏まえて、SKAでは圧倒的な感度の広視野かつ広帯域観測を提案する。電波ハローが観測される銀河団は銀河団の数割であり (Ferretti et al., 2012)、電波ハローがない銀河団が、電波ハローが存在しないのか、淡すぎて観測されていないのか不明である。このどちらかを明らかにすることは、電波ハローの起源を明らかにするときに大きな手掛かりとなる。例えば、もし前者ならば、電波ハローがごく短時間に発生する現象であり、銀河団ガス中の乱流などで直接加速された、冷却時間が短い1次電子宇宙線が起源の可能性がある (Fujita et al., 2003)。もし後者で、すべての銀河団に電波ハローが存在するのならば、冷却時間が長く、銀河団ガス中に普遍に存在する陽子宇宙線が銀河団ガス中の陽子と反応して生成される2次電子宇宙線がハローの起源の可能性がある (Fujita & Ohira, 2012)。この宇宙線の区別を可能にするためには、広視野でかつ圧倒的な感度で広帯域なスペクトルデータを取得しなければならない。それはSKAでなければ達成できない。

偏波解消とトモグラフィーへの期待 SKAによる広帯域の電波観測はファラデートモグラフィーを可能とし、銀河団内部の磁場構造や磁場分布を明らかにすることができるであろう。トモグラフィー観測に必要な背景電波天体は、遠方のAGNとともに、観測対象の銀河団内部のAGNや付随する電波ジェット、電波ローブが考えられる。さらに関連した偏波解消の観測からも磁場構造を知ることができ、それをXRISMの観測から得られる銀河団内部の乱流構造と比較することで、乱流による磁場増幅の手がかりを得ることが可能となることであろう。ここで、方法論としては原理的に可能であるが、実際の適用には様々な課題がある。例えば視線上での重なるの順番や、イメージングの品質に起因する人工的な構造をどのように見分けていくかは経験と勘による所がある (Brentjens, 2011)。SKA時代に向け、理想的な理論研究に加え、既存のデータを用いた実際的な研究も進めていくことが、トモグラフィーを日本の強みとしていくために必要なことだろう。

6.3.8 銀河団電波レリックの起源の解明

電波レリックの物理 衝撃波による粒子加速の有力な機構として、diffusive shock acceleration (DSA) とよばれる衝撃波統計加速 (Blandford, & Ostriker, 1978; Blandford & Eichler, 1987) がある。DSAではエネルギーの注入や磁場の構成を定めれば、衝撃波の特性によって電波の放射率指数が定まる。ゆえに率指数を観測することは衝撃波の特性を知るプローブとなりうる。しかしながら、6.1.5節で紹介した通り、宇宙線電子は比較的短時間でエネルギーを失う。シンクロトロン放射や逆コンプトン散乱による冷却時間は宇宙線電子のエネルギーに依存するため、宇宙線のエネルギースペクトル形状が衝撃波通過後の領域で時間的(空間的)に変化する。その結果シンクロトロン放射の放射率指数も変化してしまう。その率指数変化はビーム内の物理サイズ以下で起こりうるため、平均化効果も無視できない。これらが原因とみられる2つの問題が知られている (i) 電波観測とX線観測から求めた衝撃波の特性が異なる (e.g., Akamatsu & Kawahara (2013); Akamatsu et al. (2017)) (ii) 電波やX線観測が推定する弱い衝撃波(衝撃波マッハ数 $M < 5$) では観測された電波強度を説明出来ない (Kang et al., 2012; Vink & Yamazaki, 2014)。このように宇宙最大の粒子加速源とされる銀河団においても、その加速過程において不明な点が多く残されているのが現状である (van Weeren et al., 2019)。

電波レリックの観測 1 このような状況を踏まえて、SKA では非常に広帯域でかつ高い角分解能を持った電波・偏波観測を提案する。上記の問題を解決し放射の冪指数から衝撃波の特性を探るためには、スペクトル形状の変化が比較的遅く冷却前のスペクトル情報を持つと期待される長波長側の観測が重要である。長波長側は一般的に放射強度が高いので観測に有利である。同時に、これまで通り数 GHz 帯も網羅することで、衝撃波通過後からの経過時間と関係する冪の変化と、注入されたエネルギーと関係するカットオフ周波数の同定を狙う。ここで、特に長波長側は分解能が悪くなるため、ビーム内の平均化が一層深刻化するだろう。ゆえに高分解の観測が不可欠となる。本科学目標では、超広帯域で高分解な観測データを取得しなければならない。それは SKA でなければ達成できない。電波レリックは大きいので広視野 X 線天文衛星 (eROSITA や Athena) とのシナジーも強く期待できる。

電波レリックの観測 2 更に、SKA の大きな視野と集光力をもってすれば、電波レリックの赤方偏移依存性を明らかにすることが可能だろう。つまり、電波レリックをプローブとして宇宙論的枠組みの中で銀河団磁場がどのように発達して来たかを統計的に明らかにすることが出来る。SKA 試験機の時代にすでに赤方偏移 0.5 程度までに 2000 個程度のレリックが観測されるという理論予測もある (Nuza et al., 2012)。X 線観測とも組み合わせれば、銀河団衝突に伴うエネルギー分配がどのように行われてきたかを各々の時代で見積もることが可能となり、現在の構造形成史を理解する上で重要である。同様の時間発展の議論は、電波ハローでも期待される。

偏波解消とトモグラフィーへの期待 ビーム偏波解消の少ない高空間分解のデータにファラデートモグラフィーを用いることで、電波レリックを形成する衝撃波の磁場を 3 次元的に明らかにできる。いくつかの電波レリックでは強い偏波 (50-60 %) が確認されている。観測された偏波は前景磁場などによってある程度乱されていると考えられるため、本来の偏波率はさらに高いと予想される。これは Mpc スケールでの整列した磁場の存在を示唆するものである。その形成の理解は銀河団や大規模構造の磁場の進化史を理解する上で重要である。偏波解消を用いることで、前景磁場の影響を完全に排除し真の偏波率を明らかにすることが期待される。更にファラデートモグラフィーであらわになる磁場の 3 次元構造と組み合わせることで、整列した磁場構造を詳しく調べ、その起源を追求することが可能である。

6.3.9 宇宙大規模構造の探査

統計的な推定 日本の大規模構造磁場研究の優位性として、大規模構造磁場の理論モデルに加えて、前節までに紹介してきた前景・背景の知識を豊富に有する点がある。そこで日本は、宇宙大規模構造磁場を探査する方法論の構築で世界に先駆ける。個々の視線では系外偏波源や天の川銀河の個性が強いため、銀河間磁場の RM だけを推定するのは容易ではない。そういった個性の影響を排除するのに、たくさんのデータを集めて統計的に議論することが有効である。視線上の主要な成分には平均・分散・2 次構造関数などの統計に特徴があると考えられるので、その特徴から銀河間磁場の RM だけを抽出することができるかもしれない。

背景偏波源の観測 前節 (§6.2.6) で紹介したとおり、膨大な数の背景偏波源から理想的なものを取り出して、銀河間磁場の寄与を推定する。SKA ではそのための全天偏波源観測を提案する。それぞれの成分を考慮した RM マップのモデルを構築し、銀河間磁場の RM を推定する模擬実験が始

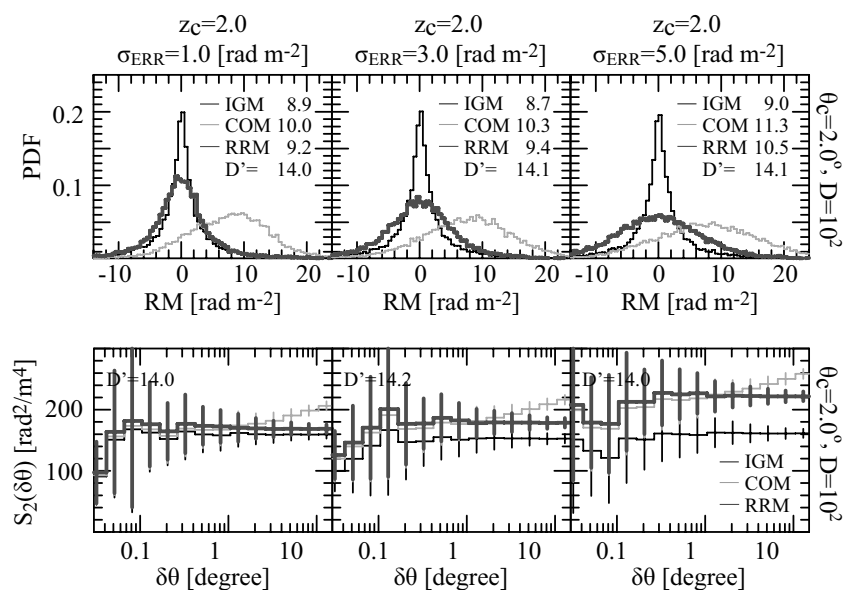


図 6.14: 南銀極方向 900 平方度の模擬観測実験 (Akahori et al., 2014a)。採用された背景偏波源の 1 平方度あたりの数を D' として示してある。選ばれた偏波源について、上段はその確率密度分布、下段は 2 次構造関数を示す。左からランダムノイズに従う観測誤差として $1, 3, 5 \text{ rad m}^{-2}$ の RM の分散が考慮されている。細線は銀河間磁場の RM のみ、灰色線は偏波源、銀河間磁場、天の川銀河、そして観測エラーが加わった観測値、そして太線は 2 度のハイパスフィルターを適用した結果。介在銀河の影響のない、高赤方偏移で、そして観測誤差が小さい偏波源を選び出しハイパスフィルターをかけると、得られる結果は銀河間磁場の RM の性質をよく引き出すことができる。

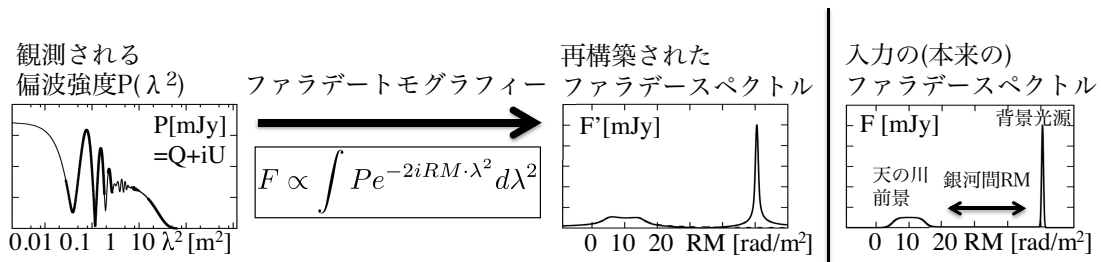


図 6.15: ファラデートモグラフィーを活用した銀河間物質探査。Akahori et al. (2014b) を改変。

まっている。例えば Akahori et al. (2014a) では観測されている偏波源の赤方偏移分布に従いながら、1 平方度あたり 100 偏波源をランダムに配置し、そのうち半数が介在銀河がないものとして選び出した。そこからさらに視線に銀河団を含む偏波源ならびに赤方偏移が 2 以下の偏波源を除いた。そして観測誤差が小さい偏波源を選び出しハイパスフィルターをかけた。計算の結果では、ASKAP POSSUM で得られる統計 (数 $\mu\text{Jy}/\text{beam}$ の感度で 1 平方度あたり 100 偏波源) があれば銀河間磁場 RM の分散については十分な精度で推定できることがわかった (図 6.14)。SKA 時代にはさらに、構造の典型的なスケールにまで示唆を得るだろう。そのためには広視野で高感度、かつ高い偏波精度の観測データを取得しなければならない。それは SKA でなければ達成できない。

偏波解消とトモグラフィーへの期待 ファラデートモグラフィーは視線上の前景や背景を区別し、銀河間磁場の RM だけを抽出することができる潜在能力がある。しかし前節 (§6.1.8) で紹介したとおり、こういった観測をすれば最善かという方法論の構築が不可欠で、また合成されたファラデースペクトルを正しく解釈する経験が必要である。そこで Akahori et al. (2014b) では、ファラデートモグラフィーを使って銀河間磁場の RM を推定するための可能な方法論について詳しく議論し、実際にシンプルなモデルを使って実証を試みた。その結果、銀河系放射越しに遠方の偏波源を観測し、FDF の溝として銀河間磁場の RM を測定する方法を考案した。図 6.15 にはその概要を示す。次にシンプルなモデルを用いて実際にトモグラフィーの実証実験を行った結果、ASKAP などの試験機世代では不定性が残るが、SKA 時代には銀河間磁場の RM が 10 rad m^{-2} 程度以上であれば、因子 2 程度で FDF から直接推定できることを示した。さらに、モデルをあらかじめ仮定した観測フィット (ストークス QU データでフィットを行うので、QU-fit と呼ばれる) では、試験機世代でも 5 rad m^{-2} 程度以上であれば推定できることを示した (Ideguchi et al., 2014a)。ASKAP 初期科学運用の評価や SKA1 のデザイン評価のために、具体的な数値を提供している。

観測に最適な周波数 ファラデートモグラフィーの性能はデータの周波数範囲に強く依存する。Akahori et al. (2018) は Akahori et al. (2014b) で議論された大規模構造の磁場のファラデートモグラフィーを最適化する周波数について調べた。その結果、広帯域であることは不可欠ではあるがシームレスである必要はなく、20MHz から 100MHz の帯域幅で、700 MHz、1400 MHz、1600MHz、そして 2300MHz の UHF 帯域のデータがあれば、例えば 9 rad m^{-2} の大規模構造の RM なら 10% の誤差で 3σ の優位性で検出することができる。

6.3.10 宇宙論的磁場生成

宇宙論的磁場生成を研究する研究者は世界的にも少ないため、それ自身が日本の優位性といえるだろう。日本における宇宙論的磁場に関する研究は、前節までの議論にあったように、初期宇宙、特に晴れ上がり期や初代星形成期での磁場生成に関して世界をリードしている。従って日本の宇宙磁場科学検討班では、引き続きこの研究分野で世界に先駆けた成果をあげていくことを目指す。以下ではその例として、班内で研究が進展している密度揺らぎおよび topological defect による磁場生成などを議論する。

晴れ上がり期の 2 次オーダーの密度揺らぎ 晴れ上がり期以前のプラズマ宇宙では、光子とバリオン流体の速度差および光子の非等方圧力が磁場の源になることが明らかになっている (Ichiki et al., 2006)。宇宙大規模構造の種になる密度揺らぎからは、線形理論の範囲では磁場は生成されないが、高次の効果で磁場が生成される。Saga et al. (2015) はこれまでの計算を拡張し、高次の効果をすべて取り入れた計算に成功した。密度揺らぎの統計的性質（強度や相関など）は、CMB の精密観測により既知であるので、ここで計算された磁場は宇宙に必ず存在する磁場の初期条件を与えるものとして重要である。準備中の結果を図 6.16 左に示す。スペクトルからは小スケールほど磁場が大きく生成されることが分かる。これは磁場の観測を通じて、CMB の観測では到達できない小スケールの密度揺らぎへの制限が可能であることを示唆している。

晴れ上がり期の位相欠陥 大統一理論 (GUT) などの力の統一理論では多くのスカラー場の存在が示唆されている。これらが宇宙の温度の低下とともに相転移を起こすことで、様々な種類の位相欠陥 (topological defect) が宇宙に存在する可能性がある。これら位相欠陥は密度揺らぎ、重力波とともに宇宙に回転型の揺らぎを励起するため、磁場の源となり得る。Horiguchi et al. (2015) は位相欠陥の一つの型であるテクスチャーについて、上記の機構によって生成される磁場の大きさを計算している。準備中の結果を図 6.16 右に示す。位相欠陥の存在を示す観測的な証拠は未だないが、この結果は 10 kpc というスケール、赤方偏移 $z \sim 10$ で $\sim 10^{-18}$ G という大きさの磁場が生成されうる可能性を示しており、これはのちに議論するように将来の観測によって検証可能かもしれない。宇宙論的磁場の観測が初期宇宙の新しいプローブとして用いられるように、テクスチャー以外にも、宇宙ひもやモノポール等についても検討を進める必要がある。

天体形成時での磁場生成 通常、初代天体形成時にはダイナミクスに影響を与えるほど強い磁場が存在することはないと考えられることが多い。ところが、最近になってダークマターが重力崩壊しミニハローが形成された際に自然に磁場が生成され、その後乱流によってダイナミクスに影響を与える強さにまで磁場が増幅されているのではないかということが指摘されている (Xu et al., 2008; Sur et al., 2010)。天体形成は、重力崩壊したミニハローの中のガスがさらに収縮して起こると考えられているため、宇宙最初の天体形成時においても磁場の存在を無視できないかもしれない。例えば初代天体の初期質量関数は、宇宙再電離の歴史を決める重要な要素であるため、磁場の存在がどれほどの影響を初代天体形成へ与えるかを調べることは重要であろう。

偏波解消とトモグラフィーへの期待 上記の磁場生成研究において明らかになっていることは、生成される磁場の強度がとても小さいことである。従って、現在の宇宙においてこれらの宇宙論的な磁場を観測するためには、少なくともその後の天体形成による磁場の“汚染”が比較的進んでいない銀河間及びボイド領域で観測する必要がある。ファラデートモグラフィーでは、放射の少ない

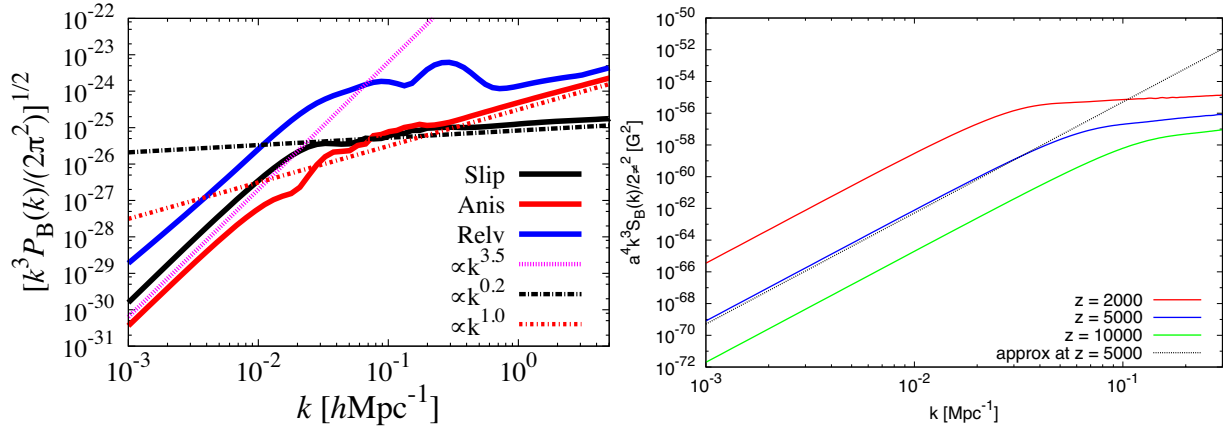


図 6.16: 宇宙の晴れ上がり期に生成される磁場のパワースペクトル。左図は密度揺らぎ起源、右図はテクスチャーと呼ばれる位相欠陥起源のものである。

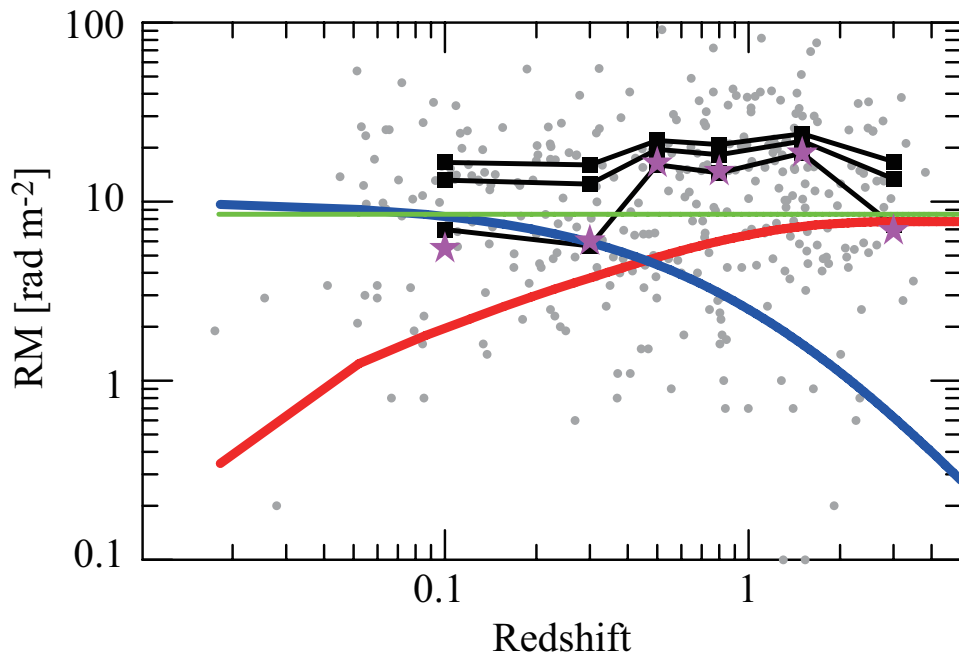


図 6.17: 赤方偏移と RM の関係。灰色点は銀緯 $|b| > 75^\circ$ の 317 の RM 観測値 (Hammond et al., 2012)、黒は観測誤差 0, 10, 15 rad m^{-2} を仮定して観測値から差し引いた $z = 0 - 0.2$ (71 点), $0.2 - 0.4$ (50), $0.4 - 0.6$ (31), $0.6 - 1.0$ (55), $1.0 - 2.0$ (77) の RM の分散。青は $z = 0$ で 10 rad m^{-2} を仮定した偏波源の RM の分散の期待値。赤と緑は銀河間磁場 (Akahori & Ryu, 2011) と天の川銀河 (Schnitzeler, 2010) の RM の分散の期待値。紫は観測値から緑・青・赤を差し引いた残差として予想される介在銀河の RM (観測誤差は 12.5 rad m^{-2} を仮定)。

銀河間およびボイド領域での磁場のシグナルはファラデースペクトルでのギャップとして現れる。今後は宇宙論的体積の大規模シミュレーションなどを行い、SKA 時代での銀河間、ボイド磁場の検出限界などを調べる予備研究が重要であろう。一方、再電離期以前の高赤方偏移時代は天体形成による磁場の汚染が比較的少なく、宇宙論的磁場の観測ターゲットと考えられる。最近、ファラデートモグラフィーとは別に、SKA 時代での磁場の検出法について興味深い手法が提案された (Venumadhav et al., 2014)。それによると、再電離期での宇宙論的磁場の存在が、宇宙論的 21cm 線シグナルの統計的等方性を破り、その観測によって赤方偏移 $z \gtrsim 10$ 程度で 10^{-19}G の磁場の検出が可能となると主張している。この方法による磁場の観測可能性については宇宙再電離についての専門家と協力して研究を進めて行くのが重要だろう。

6.3.11 宇宙磁場の宇宙論的進化

RM と赤方偏移 日本のサイエンスの最後のひとつとして、RM と赤方偏移の関係を取り上げる。HI 観測や可視光観測とのクロス ID によって系外偏波源の赤方偏移が分かれば、その赤方偏移と系外偏波源の RM との関係をプロットすることができる。それは磁場の宇宙論的進化を理解するための最も分かりやすい手段といえるだろう。これまでにも RM のサーベイデータが得られるたびに、その関係を発見しようとする試みがなされてきた。しかし、前節で最新の結果を紹介している通り (Hammond et al., 2012; Xu & Han, 2014)、観測の誤差の不定性が大きく、データの選択による恣意的な結果も排除しきれていない。国内でも科学検討班が結成当初から継続して調査を進めているが、不定性に悩まされている。

成分ごとの進化史 系外偏波源の RM と赤方偏移との関係をプロットした図には、系外偏波源の磁場、銀河間の磁場、介在銀河の磁場、天の川銀河の磁場、そして観測誤差などの影響が混在する。一つ例を示す。図 6.17 には、高銀緯方向に位置する系外偏波源の RM を赤方偏移の関数としてプロットした (Akahori et al., 2014a)。まず、天の川銀河の寄与だけが銀緯と相関する性質から、高銀緯方向の天の川銀河 RM の分散の期待値は 8.4 rad m^{-2} と見積もられている (Schnitzeler, 2010)。近傍 ($z = 0 - 0.2$) の系外偏波源の RM の分散はその値を上回っており、系外からの寄与が期待される。ここで、近傍の場合視線距離が比較的短いため、介在銀河や銀河間磁場の寄与は小さい。故にこの系外からの寄与の大半は偏波源と考えられるので、その統計的な寄与は 10 rad m^{-2} 程度である。次に高赤方偏移に向かうと、偏波源の RM は $(1+z)^2$ の赤方偏移の影響を受ける。もし偏波源の密度や磁場が赤方偏移の関数として変化しなければ、図の青線のように偏波源の RM の観測値への寄与は減少していく。一方で銀河間磁場の寄与は視線距離が伸びることで赤線のように増加していくだろう (Akahori & Ryu, 2011)。これらに加えて、一部の偏波源の前景には介在銀河が存在し、RM に少なからず寄与しているかもしれない。

背景偏波源の観測 これまでに説明されてきた通り、この研究でも膨大な数の背景偏波源を得るため、全天あるいは銀極方向の深い偏波源観測を提案する。それは SKA でなければ達成できない。

偏波解消とトモグラフィーへの期待 偏波解消とファラデートモグラフィーを用いて、初めて上記の方法論の適用を本格化できる。それぞれの成分の進化史を分けて議論することが可能になる Akahori (2018)。

高赤方偏移の宇宙磁場の制限 前節 6.3.10 で与えられているように、これまでに宇宙論的現象を用いて磁場を生成する方法が数多く提唱されている。これらの磁場生成理論を検証していくためには、天体物理的な影響の小さい、高赤方偏移での宇宙磁場を探ることが有効である。以下では、宇宙論スケールの磁場の制限について解説する。

宇宙の晴れ上がり以前 宇宙の晴れ上がり以前から存在する比較的大スケールの磁場は、*primordial magnetic field* (PMF, 原初磁場) と呼ばれる。PMF を起源とする背景重力波があれば、そのエネルギー密度分の相対論的エネルギー密度が追加され、ビッグバン元素合成に影響し、元素組成を変える。Caprini & Durrer (2001) は、この効果を考慮した研究において、power law で強度分布を与えられた PMF を制限し、power law index n_B が十分小さいところでは nG オーダーの磁場が許されるが、そうでない場合、許容される PMF 強度が極端に小さくなることを示した。リチウムの同位体リチウム 7 (${}^7\text{Li}$) は、観測推定量が標準ビッグバン元素合成の理論値の 1/3 程度しかなく、『リチウム問題』と呼ばれている。この問題の解決策の有力候補の一つが、X 粒子、光子冷却、光子以外の相対論的エネルギー密度を考慮した複合ビッグバン元素合成モデルである (Kawasaki & Kusakabe, 2012; Yamazaki & Kusakabe, 2012; Kusakabe & Kawasaki, 2015)。さらに、この複合ビッグバン元素合成モデルを考慮して、磁場のエネルギー密度に数値的かつ統計的な上限を得る手法が示された (Yamazaki et al., 2014)。

PMF が宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) のスカラー、ベクター、テンソルモードの揺らぎを作ること、多くの研究グループによって示されており (Durrer et al., 2000; Mack et al., 2002; Lewis, 2004; Kosowsky et al., 2005; Yamazaki et al., 2008a; Giovannini, 2009; Shaw and Lewis, 2010), CMB からの PMF の制限も活発に行われた (Yamazaki et al., 2005, 2006a, 2010a; Paoletti et al., 2009; Shaw and Lewis, 2012; Planck Collaboration et al., 2016)。PMF は物質密度場の進化に影響し、Matter spectrum spectrum を変化させる。この性質を利用し、Matter spectrum spectrum から PMF の制限が行われている (Yamazaki et al., 2006b, 2008b)。加えて、有質量ニュートリノが比較的小さいスケールの物質密度場を減衰させることを同時に考慮することで、ニュートリノ質量と PMF を同時制限する研究も行われおり (Yamazaki et al., 2010b)、多角的な PMF の制限も試みられている。それらの結果はいずれも、nG – 0.1nG 程度のオーダーが PMF 強度の上限であることを示しているが、統計的に n_B は制限できていない。

一方、近年では、 n_B が十分大きい範囲で、磁場のエネルギー密度が CMB に対して無視できない効果があることが示され、 n_B の上限がより小さく制限できる可能性が示唆された (Yamazaki, 2014, 2016, 2018)。

宇宙の晴れ上がり以後 Minoda et al. (2017) は、宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) の温度揺らぎに現れる宇宙磁場の後天的な影響を利用してその制限を試みた。晴れ上がり以降に磁場が存在すると、宇宙磁場のローレンツ力によってバリオンガスの密度分布と温度分布に揺らぎを生成する (Wasserman, 1978; Sethi, & Subramanian, 2005)。Minoda et al. (2017) はこの効果を非線形性を取り入れた数値計算を用いて調べることで、密度・温度の揺らぎの時間進化を明らかにした。また、宇宙磁場によって作られる高温領域の自由電子が CMB 光子と逆コンプトン散乱をすることで、きわめて等方性の高い CMB 光子の温度分布に非等方性が生じると考え、宇宙磁場が作る CMB の温度揺らぎを計算した。その結果、およそ 1 秒角程度の小スケールにおいて原始磁場が $\mathcal{D}_\ell \sim 10 - 100 \mu\text{K}^2$ 程度の CMB 温度揺らぎをつくることがわかった。

また Minoda et al. (2019) は、21cm 線グローバルシグナルによって宇宙磁場の制限を行った。

21cm 線の強度は HI のスピン温度と背景の波長 21cm の光子の色温度との温度差で決定される。赤方偏移 $z \gtrsim 15$ の暗黒時代では、強い電波を発する天体がほとんど存在しないため、光子の色温度は CMB の温度と考えてよい。したがって、21cm 線グローバルシグナルの観測によってバリオンガスの熱源に対して制限を与えることができる。上記の CMB 温度揺らぎの計算と同様に、宇宙磁場の存在を考慮したバリオンガスの温度進化を計算し、EDGES (Experiment to Detect the Global EoR Signature) low によって検出された 21cm 線グローバルシグナルの吸収線の観測データを用いて、赤方偏移 $z \sim 17$ において Mpc スケールの宇宙磁場の強度に $B_{1\text{Mpc}} \lesssim 0.1 \text{ nG}$ という制限を与えた。

6.3.12 トモグラフィーの諸問題の改善

レプリカ交換モンテカルロ法 QU-fitting における別のアルゴリズムとして、我々はレプリカ交換モンテカルロ法という手法を導入することを目指している。これはパラメータ空間における尤度の構造を滑らかにするための「温度」を導入し、複数の温度で観測データのフィットを行うことによって最大尤度となるパラメータ値への収束を高速化するものである。また計算過程で得られる自由エネルギーは AIC や BIC よりも適用範囲の広い情報量規準になり、ガウス関数の個数の決定もより正確に行うことができると期待される。この方法によって 1 天体あたり 1 分程度の時間でモデルフィットを行うソフトウェアを構築することを目指す。

使用するモデルの関数形 また、使用するモデルの関数形をどう決めるかというモデルフィット法の原理的な問題にも取り組む。銀河や銀河団などのモデルからファラデースペクトルを計算し、現実にはファラデースペクトルがどういう形をしているのか、どういう特徴を引き出すことが重要なのかを検討することによってモデルフィットに用いる関数形を決める。

RM CLEAN の応用 最後に、マルコフ連鎖の初期条件として RM CLEAN の結果を使うオプションを検討する。RM CLEAN によって偏波源の数を推定し、その幅やファラデー深度などの推測値を連鎖の初期条件に使うことによってより収束が速くなることが期待される。しかしこれはそもそも RM CLEAN が正しい推定値を与えなければ意味がない。いくつかの研究 (Farnsworth et al., 2011; Kumazaki et al., 2014; Miyashita et al., 2016) で明らかにされたように単純な RM CLEAN にはファラデー深度が近い 2 つの源があると偽の源が出現してしまうという欠陥がある。圧縮サンプリングの手法などを応用してより信頼できる RM CLEAN アルゴリズムを開発し、マルコフ連鎖の初期条件としての応用を目指す。

制約項の振る舞い スパースモデリングによって現実的な状況に即した銀河モデル (Akahori et al., 2013) から解析的に計算される FDF (Ideguchi et al., 2014b) をかなり再現できることがわかった (Akiyama et al., 2018)。しかし、L1 項と TSV 項の制約項の大きさを決める方法であるクロスバリデーションは必ずしも正しい答えを返すわけではない。我々はクロスバリデーションがどのような状況できちんと機能するか調べる必要がある。

機械学習の応用 FDF から実空間の情報を引き出すための方法として機械学習を導入する。解析的に計算した Faraday cube の画像をインプットデータとして学習させ、inclination angle や pitch angle、乱流磁場の強さなどの物理量を推定することを試みる。

スパースモデリング手法の拡張 これまでは一つの視線に対するトモグラフィーが主に考えられてきたが、空間方向にも制限を設けることでより正確にファラデースペクトルを再現できる可能性がある。例えば、空間方向の滑らかさの情報を TSV 制約によって取り入れることが可能であると考えられる。我々は拡張性の高いスパースモデリングコードを使用しているため、上記の拡張を今後行っていく。

SKA 先行機への貢献から 日本のトモグラフィーチームは、SKA 先行機の ASKAP の全天サーベイ計画 POSSUM の偏波データならびに RM カタログデータの品質の確認と検証に直接貢献している。その経験を活かして、トモグラフィーの性能向上や機能拡張などを進め、そしてこの分野で世界的に日本のプレゼンスを示しているところである。また、こちらも SKA 中継機である LOFAR のサーベイ計画 LOFAR Two-Metre Sky Survey (LoTSS) の観測データを用いて、6.3.9 節で紹介された Akahori et al. (2014b) の手法により、FDF の溝として銀河間磁場の検出を試みている。

6.3.13 さらにシナジーを求めて

太陽・恒星の偏波解析による磁場の導出 日本のサイエンスの優位性として、日本における太陽研究からの知見を欠かすことはできない。太陽から放出される電波は、放射源の磁場の影響で円偏波成分を持つことが知られている。近年、センチ波の電波干渉計である野辺山電波ヘリオグラフを用いた偏波観測から、熱制動放射による円偏波、磁気共鳴放射による円偏波、モードカップリングによる円偏波の反転現象などを利用して、太陽大気中の磁場を導出する試みがなされてきた (Iwai & Shibasaki, 2013)。太陽において電波の発生周波数は発生領域の高度におおよそ対応する。よって広帯域に偏波の撮像観測ができれば、太陽コロナの3次元的な磁場構造及びその時間変動が導出でき、太陽コロナの様々な電磁流体现象 (フレアやコロナ質量放出現象など) と磁場の関係が観測的に明らかにできる。更に、高分解能かつ高感度な性能があれば、太陽以外の恒星で磁場を導出できる可能性がある。日本には、メートル波からセンチ波にかけての単面鏡の太陽電波望遠鏡も複数存在する。これらの太陽電波望遠鏡群から得られるデータを組み合わせると、SKA の全観測周波数において偏波スペクトルデータが得られる。単面鏡によるスペクトル観測では、ビームサイズが太陽の視直径より大きくなるよう設定し、太陽全面から来る電波放射を受信できるようにする。これは空間分解能が無いことを意味するが、一方で、デジタルバックエンドを工夫することで、10ms 以下の高時間、60kHz 以下の高周波数分解観測を達成し、ユニークな科学成果を出せる。これは SKA と同じ周波数帯域で相補的な観測方式と言え、今後 SKA と協力することで、日本独自のサイエンスを提案できると期待される。

最高エネルギー宇宙線の磁場による偏向の解明 日本のサイエンスの優位性として、日本のグループが参画するテレスコープアレイ実験 (TA 実験) との協力も重要である。TA 実験は、米国ユタ州に約 700 km² の面積を覆う 1.2 km 間隔に配置された 507 台の地表粒子検出器 (SD) アレイと、それを囲む3つの大気蛍光望遠鏡 (FD) ステーションの2種類の検出器の両方を用いて、2008年5月から超高エネルギー宇宙線の観測を行っている。宇宙線は宇宙を飛び交う高エネルギーの陽子や原子核であり、地球への宇宙線の到達頻度は 10¹⁰ 電子ボルト (eV) から 10²⁰ eV まで 10 桁以上にわたってエネルギーのほぼ3乗のべき関数で減少している。10¹⁹ eV くらいまでは一様等方に地球に飛来しており、確認されている異方性は 0.1% に過ぎない。TA 実験では、5年間の SD 観測から得られた 5.7 × 10¹⁹ eV 以上の 72 イベントを解析した結果、到来する方向が特定の領域に集中 (約 400% の

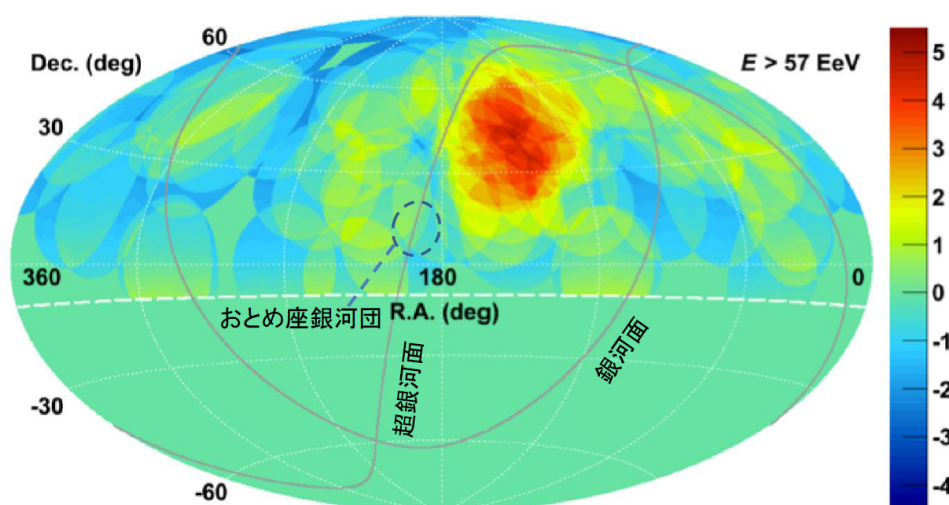


図 6.18: TA 実験 5 年間の観測から得られた 5.7×10^{19} eV 以上の最高エネルギー宇宙線 72 イベントの有意味度マップを赤道座標で示した。有意味度は、それぞれの宇宙線の到来方向から半径 20 度の領域を重複して数えたイベント数の分布の、等方分布からのずれを評価している。一番濃い赤い色(赤経 146.7° 、赤緯 43.2°)を中心とした半径 20 度の円の中に、19 イベントが観測され、一様な到来分布の場合の期待数は 4.5 イベントである。

異方性に相当)するホットスポットの兆候を約 3.4σ (99.963 %)の有意味度で検出した (Abu-Zayyad, et al., 2014)。図 6.18 は 72 イベントの宇宙線の到来方向から得られた有意味度のマップである。FD の観測結果によると、 $10^{18.2}$ eV 以上のエネルギーの宇宙線は軽元素で、陽子が主と考えられる。異方性の検出された 5.7×10^{19} eV 以上の宇宙線を放出する宇宙線源は、GZK 効果などで知られる宇宙背景放射の光子との相互作用によるエネルギー損失のため、約 250 Mpc 以内の近傍に限られる。このような近傍の宇宙の質量の分布は超銀河面やおとめ座銀河団に集中しているが、最も有意味度の高い方向は超銀河面からは 19 度離れており、おとめ座銀河団からは更に離れている。また、その方向には際立った天体はこれまで見つかっていない。このことは約 250 Mpc 以内の磁場(天の川銀河や大規模構造)による宇宙線の偏向を示唆する。SKA でファラデートモグラフィーの方法を用いれば、それぞれ磁場の成分を分離して観測できる可能性があるため、磁場による偏向、更には最高エネルギー宇宙線の起源解明への手がかりを与えると期待される。

再電離 21cm 線前景放射の除去 ファラデートモグラフィーの新たな応用例として、宇宙再電離期の中性水素からの 21cm 線放射の観測における前景除去についても検討していく。再電離期の 21cm 線シグナルのパワースペクトルは銀河系放射や系外電波天体などの前景放射に比べて 10^{-6} ほどの大きさであり、前景放射の除去が大きな課題になっている。最近、LOFAR グループによって偏波に関する前景放射の除去も重要であることがわかってきており、銀河系のシンクロトン放射による偏波強度を高精度に校正する必要性が指摘されている。我々は再電離グループとの協働のもと、上記のソフトウェアを応用してこの問題に取り組む予定である。

宇宙マイクロ波背景放射 宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) の研究は、紛れもなく宇宙磁場研究のひとつである。天の川銀河や大規模構造の磁場・放射が CMB 研究に与える影響は重要な研究課題

である。また、CMBを偏波源として使うアイデアが日本から提案されている (Ohno et al., 2003)。現状では技術的に困難ではあるが、実現すれば強力なツールとなるだろう。

参考文献

- Aab, A., Abreu, P., Aglietta, M., et al. 2018, *ApJ*, 853, L29
- Abu-Zayyad, T., et al., 2014, *ApJ* 790, L21
- Akahori T., & Ryu D. 2010, *ApJ*, 723, 476
- Akahori T., & Ryu D. 2011, *ApJ*, 738, 134
- Akahori T., Ryu D., Kim J., & Gaensler B. M. 2013, *ApJ*, 767, 150
- Akahori T., Kumazaki, K., Takahashi, K., & Ryu, D. 2014, *PASJ*, 66, 65
- Akahori T., Gaensler, B. M., & Ryu, D. 2014, *ApJ*, 790, 123
- Akahori, T., Ryu, D., & Gaensler, B. M. 2016, *ApJ*, 824, 105
- Akahori, T., Nakanishi, H., Sofue, Y., et al. 2018a, *PASJ*, 70, R2
- Akahori, T., Kato, Y., Nakazawa, K., et al. 2018b, *PASJ*, 70, 53
- Akahori, T. 2018c, *Galaxies*, 6, 118
- Akahori, T., Ideguchi, S., Aoki, T., Takefuji, K., Ujihara, S., Takahashi, K. 2018d, *PASJ*, 70, 115
- Akamatsu, H., & Kawahara, H. 2013, *PASJ*, 65, 16
- Akamatsu, H., Mizuno, M., Ota, N., Zhang, Y. -Y., et al. 2017, *A&A*, 600, 100
- Akiyama K., Akahori T., Miyashita Y., Ideguchi S., Ikeda S., & Takahashi K., 2018, *AJ*, (arXiv:1811.10610)
- Ando, M., Doi, K., & Susa, H. 2010, *ApJ*, 716, 1566
- Araya, E. D., Rodríguez, C., Pihlström, Y., et al. 2010, *ApJ*, 139, 17
- Armstrong, J. W., Rickett, B. J., & Spangler, S. R. 1995, *ApJ*, 443, 209
- Arshakian, T. G., Beck, R., Krause, M., & Sokoloff, D. 2009, *AA*, 494, 21
- Arshakian, T. G. & Beck, R. 2011, *MNRAS*, 418, 2336
- Asada, K. & Nakamura, M. 2012, *ApJL*, 745, L28
- Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, *ApJ*, 376, 214
- Baldi, R. D., Capetti, A., & Giovannini, G. 2015, *A&A*, 576, A38
- Baldi, R. D., Capetti, A., & Giovannini, G. 2019, *MNRAS*, 482, 2294
- Bamba, K., & Yokoyama, J. 2004, *PRD*, 69, 043507
- Banfield, J. et al. 2014, *MNRAS*, accepted (arXiv:1404.1638)
- Bannister, K. W., Deller, A. T., Phillips, C., et al. 2019, *Science*, 365, 565
- Barth, A. J., Sarzi, M., Rix, H.-W., et al. 2001, *ApJ*, 555, 685
- Beck, R. et al. 1999, *Nature*, 397, 324
- Beck, R. & Gaensler, B. M. 2004, *New Astron. Rev.*, 48, 1289
- Beck, R., Fletcher, A., Shukurov, A., et al. 2005, *A&A*, 444, 739
- Beck, R. 2007, *A&A*, 470, 539
- Bell, E.F. 2003, *ApJ*, 586, 794
- Bernet, M. L., Miniati, F., & Lilly, S. J., 2012, *ApJ*, 761, 144
- Bernet, M. L., Miniati, F., & Lilly, S. J., 2013, *ApJ*, 772, L28
- Bîrzan, L., McNamara, B. R., Nulsen, P. E. J., et al. 2008, *ApJ*, 686, 859
- Blandford, R. D., & Znajek, R. L. 1977, *MNRAS*, 179, 433
- Blandford, R. D., & Ostriker, J. P. 1978, *ApJ*, 221, 29
- Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Blandford, R. D., & Eichler, D. 1987 *PhR*...154....1B
- Bonafede, A., et al., 2010, *A&A*, 513, 30
- Brandenburg, A., Subramanian, K. 2005, *PhR*, 417, 1
- Braun, R., Oosterloo, T. A., Morganti, R., Klein, U., & Beck, R., 2007, *A&A*, 461, 455
- Braun, R., Heald, G., & Beck, R., 2010, *A&A*, 514, 42
- Bray, J. D., & Scaife, A. M. M. 2018, *ApJ*, 861, 3
- Brentjens, M. A., de Bruyn, A. G. 2005, *A&A* 441, 1217
- Brentjens, M. A., 2011, *A&A*, 526, 9
- Brown, J. C., Haverkorn, M., Gaensler, B. M., Taylor, A. R., Bizunok, N. S., McClure-Griffiths, N. M., Dickey, J. M., & Green, A. J. 2007, *ApJ*, 663, 258
- Brunetti G., Setti G., Feretti L., & Giovannini G., 2001, *MNRAS*, 320, 365
- Burkhart, B., Lazarian, A., & Gaensler, B. M. 2012, *ApJ*, 749, 145
- Burn, B. J. 1966, *MNRAS*, 133, 67
- Caprini, C., & Durrer, R., 2001, *Phys. Rev. D* 65, 023517
- Carilli, C. L., Perley, R. A., Dreher, J. W., & Leahy, J. P. 1991, *ApJ*, 383, 554
- Chan, C.-H., & Krolik, J. H. 2017, *ApJ*, 843, 58
- Chiba, M., & Tosa, M. 1990, *MNRAS*, 244, 714
- Cen, R., & Ostriker, J. P. 1999, *ApJ*, 514, 1
- Cho, J., & Ryu, D. 2009, *ApJL*, 705, L90
- Condon, J. J. et al. 1998, *AJ*, 115, 1693
- Crocker, R. M., Jones, D. I., Melia, F., Ott, J., & Protheroe, R. J. 2010, *Nature*, 463, 65

- de Bruyn, A. G., & Brentjens, M. A. 2005, *A&A*, 441, 931
- Davis, A.-C., Lilley, M., Törnkvist, O. 1999, *PRD*, 60, 021301
- Demozzi, V., Mukhanov, V., & Rubinstein, H. 2009, *JCAP*, 8, 25
- Dobbs, C. L., & Price, D. J. 2008, *MNRAS*, 383, 497
- Donnert J., Dolag K., Lesch H., Müller E., 2009, *MNRAS*, 392, 1008
- Donnert, J. and Vazza, F. and Brüggem, M. & ZuHone, J., 2018, *Space Sci. Rev.*, 214, 122
- Dorodnitsyn, A., & Kallman, T. 2017, *ApJ*, 842, 43
- Dubois Y., Teyssier R., 2008, *A&A*, 482, L13
- Dumas, G., Schinnerer, E., Tabatabaei, F.S., et al. 2011, *AJ*, 141, 41
- Durrer, R., Ferreira, P. G., & Kahnashvili, T., 2000, *Phys. Rev. D* 61, 043001
- Durrer, R., & Neronov, A. 2013, *A&A Review*, 21, 62
- Eatough, R. P., Falcke, H., Karuppusamy, R., Lee, K. J., et al. *nature*, 2013, 501, 391-394
- Eguchi H., Suzuki M., Miyashita Y., Ideguchi S., & Takahashi K., 2019, *ApJ*, (arXiv:1903.10162)
- Elmegreen, B. G., & Scalo, J. 2004, *ARA&A*, 42, 211
- Enßlin, T. A., Biermann, P. L., Klein, U., & Kohle, S. 1998, *A&A*, 332, 395
- Enßlin, T. A., & Vogt, C. 2003, *A&A*, 401, 835
- Espada, D., Matsushita, S., Peck, A., et al. 2009, *ApJ*, 695, 116
- Falcke, H., Körding, E., & Nagar, N. M. 2004, *New Astronomy Reviews*, 48, 1157
- Farnes, J. S., Gaensler, B. M., & Carretti, E., 2014, *ApJ*, 212, 15
- Farnsworth, D., Rudnick, L., & Brown, S., 2011, *ApJ*, 141, 191
- Feretti, L., Giovannini, G., Govoni, F., & Murgia, M. 2012, *A&ARv*, 20, 54
- Ferreira, R. J. Z., Jain, R. K., & Sloth, M. S. 2014, *JCAP*, 6, 53
- Ferrière, K. M. 2001, *Rev. Mod. Phys.* 73, 1031
- Fletcher, A., Beck, R., Shukurov, A., Berkhuijsen, E. M., & Horellou, C. 2011, *MNRAS*, 412, 2396
- Ford, H. C., Harms, R. J., Tsvetanov, Z. I. 1994, *ApJL*, 435, L27
- Frick, P., Stepanov, R., Shukurov, A., & Sokoloff, D. 2001, *MNRAS*, 325, 649
- Frick, P., Sokoloff, D., Stepanov, R. & Beck, R. 2010, *MNRAS*, 401, L24
- Fujita Y., Takizawa M., & Sarazin C. L., 2003, *ApJ*, 584, 190
- Fujita Y., & Sarazin C. L., 2001, *ApJ*, 563, 660
- Fujita, Y., & Kato, T. N. 2005, *MNRAS*, 364, 247
- Fujita, Y., & Ohira, Y., 2012, *ApJ*, 746, 53
- Fujita Y., & Ohira Y., 2013, *MNRAS*, 428, 599
- Fujita, T., & Yokoyama, S. 2014, *JCAP*, 3, 13
- Gaensler, B. M., Beck, R., & Feretti, L. 2004, *New Astron. Rev.*, 48, 1003
- Gao, X. Y., Reich, W., Han, J. L., et al. 2010, *A&A*, 515, A64
- Giovannini, M., 2009, *Phys. Rev. D* 79, 087301
- Grasso, D. & Rubinstein, H. R. 2001, *PhR*, 348, 163
- Gnedin N. Y., Ferrara A., Zweibel E. G., 2000, *ApJ*, 539, 505
- Genzel, R., Eisenhauer, F., Gillessen, S. 2010, *Rev. Mod. Phys.*, 82, 3121
- Giacinti, G., & Kirk, J. G. 2017, *ApJ*, 835, 258
- Gopal-Krishna & Wiita, P. J. 2000, *A&A*, 363, 507
- Govoni, F., Murgia, M., Xu, H., Li, H., Norman, M. L., Feretti, L., Giovannini, G., & Vacca, V. 2013, *A & A*, 554, 102
- Govoni, F. and SKA SWT, SKA memo series, under review
- Govoni, F., Murgia, M., Vacca, V., Loi, F., et al. 2017, *A&A*, 603, 122
- Guidetti, D., Murgia, M., Govoni, F., Parma, P., Gregorini, L., de Ruiter, H. R., Cameron, R. A., & Fanti, R. 2008, *A&A*, 483, 699
- Hada, K., Park, J. H., Kino, M., et al. 2017, *PASJ*, 69, 71
- Hammond, A. M., Robishaw, T., & Gaensler, B. M. 2012 (arXiv:1209.1438v3)
- Hales, C. A., Norris, R. P., Gaensler, B. M., & Middelberg, E. 2014a, *MNRAS*, 440, 3113
- Han, J. L., Manchester, R. N., Lyne, A. G., Qiao, G. J., & van Straten, W. 2006, *ApJ*, 642, 868
- Hanasz, M., Wółtański, D., & Kowalik, K. 2009, *ApJ*, 706, L155
- Harvey-Smith, L., Madsen, G. J., & Gaensler, B. M. 2011, *ApJ*, 736, 83
- Haverkorn, M., Gaensler, B. M., Brown, J. C., et al. 2006, *ApJ*, 637, L33
- Haverkorn, M., Brown, J. C., Gaensler, B. M., & McClure-Griffiths, N. M. 2008, *ApJ*, 680, 362
- Haverkorn, in "Magnetic Fields in Diffuse Media", eds E. Gouveia dal Pino and A. Lazarian, Springer, arXiv:1406.0283
- Harwood, J. J., Croston, J. H., Intema, H. T., et al. 2016, *MNRAS*, 458, 4443
- Heald, G. 2009, in *IAU Symposium*, Vol. 259, *IAU Symposium*, 591
- Heald, G., Braun, R., & Edmonds, R., 2009, *A&A*, 503, 409
- Heesen, V., Beck, R., Krause, M., & Dettmar, R. J. 2009, *A&A*, 494, 563
- Herron, C. A., Burkhart, B., Lazarian, A., Gaensler, B. M., & McClure-Griffiths, N. M. 2016, *ApJ*, 822, 13
- Herron, C. A., Geisbuesch, J., Landecker, T. L., et al., 2017, *ApJ*, 835, 210
- Herron, C. A., Gaensler, B. M., Lewis, G. F., & McClure-Griffiths, N. M. 2018, *ApJ*, 853, 9
- Herron, C. A., Burkhart, B., Gaensler, B. M., et al., 2018, *ApJ*, 855, 29
- Hitomi Collaboration, Aharonian, F., Akamatsu, H., et al., 2016, *Nature*, 535, 117
- Hitomi Collaboration, Aharonian, F., Akamatsu, H., et al.,

- 2018, PASJ, 70, 9
- Hogan, C. J. 1983, Physical Review Letters, 51, 1488
- Homan, D. C. 2012, ApJ, 747, 24
- Hopkins, A. M. et al. 2003, AJ, 125, 465
- Horiguchi, K., Ichiki, K., Sekiguchi, T., & Sugiyama, N. 2015, submitted
- Houde, M., Fletcher, A., Beck, R., et al. 2013, ApJ, 766, 49
- Hovatta, T., Lister, M. L., Aller, M. F., Aller, H. D., Homan, D. C., Kovalev, Y. Y., Pushkarev, A. B., & Savolainen, T. 2012, AJ, 144, 105
- Hsieh, Pei-Ying, Koch, Patrick M., Kim, Woong-Tae, et al. ApJ, 2018, 862, 150
- Iacobelli et al., 2014, A&A, 566, 5
- Ichiki, K., Takahashi, K., Ohno, H., Hanayama, H., & Sugiyama, N. 2006, Science, 311, 827
- Ichiki, K., Inoue, S., Takahashi, K., 2007, ApJ, XXX, XXX
- Ideguchi, S., Takahashi, K., Akahori T., Kumazaki, K., & Ryu, D. 2014, PASJ, 66, 5
- Ideguchi, S., Tashiro, Y., Akahori T., Takahashi, K., & Ryu, D. 2014, ApJ, 792, 51
- Ideguchi, S., Tashiro, Y., Akahori T., Takahashi, K., & Ryu, D. 2017, ApJ, 843, 146
- Ideguchi, S., Miyashita, Y., & Heald, G. 2018, Galaxies, 6, 140
- Ineson, J., Croston, J. H., Hardcastle, M. J., & Mingo, B. 2017, MNRAS, 467, 1586
- Irwin, J., Beck, R., Benjamin, R. A., et al. 2012, AJ, 144, 43
- Iwai, K., & Shibasaki, K. 2013, PASJ, 65, S14
- Izumi, T., Wada, K., Fukushige, R., Hamamura, S., & Kohno, K. 2018, ApJ, 867, 48
- Jaffe, W., Ford, H. C., Ferrarese, L., & O'Connell, R. W. 1993, Nature, 364, 213
- Jansson, R., & Farrar, G. R. 2012, ApJ, 757, 14
- Kahniashvili, T., Tevzadze, A. G., Brandenburg, A., & Neronov, A. 2013, PRD, 87, 083007
- Kamenetzky, J., Glenn, J., Maloney, P. R., et al. 2011, ApJ, 731, 83
- Kang, H., Ryu, D., & Jones, T. W., 2012, ApJ, 756, 97
- Kanno, S., Soda, J., & Watanabe, M.-a. 2009, JCAP, 12, 9
- Kawasaki, M., & Kusakabe, M., 2012, Phys. Rev. D 86, 063003
- Kawashima, T., Kino, M., & Akiyama, K. 2019, ApJ, 878, 27
- Kim, K. T., Kronberg, P. P., Giovannini, G., & Venturi, T. 1989, Nature, 341, 720
- Kim, K.-T., Kronberg, P. P., Dewdney, P. E., & Landecker, T. L. 1990, ApJ, 355, 29
- Kim, K.-T., Tribble, P. C., & Kronberg, P. P. 1991, ApJ, 379, 80
- Kobayashi, T. 2014, JCAP, 5, 40
- Kosowsky, A., Kahniashvili, T., Lavrelashvili, G., & Ratra, B., 2005, Phys. Rev. D 71, 043006
- Kurahara, K., & Nakanishi, H. 2019, Galaxies, 7, 59
- Krause, M. 2014, arXiv:1401.1317
- Krause, M., Irwin, J., Wiegert, T., et al. 2018, A&A, 611, A72
- Kronberg, P. P., Colgate, S. A., Li, H., & Dufton, Q. W. 2004, ApJ, 604, L77
- Kronberg, P. P., Bernet, M. L., Miniati, F., Lilly, S. J., Short, M. B., & Higdon, D. M. 2008, ApJ, 676, 70
- Kudoh, T., Yokoyama, T., & Matsumoto, R., Proceedings of the 12th Asia Pacific Physics Conference, 1, 015105
- Kumazaki, K., Akahori, T., Ideguchi, S., Kurayama, T., & Takahashi, K. 2014, PASJ, 66, 61
- Kusakabe, M., & Kawasaki, M., 2015, MNRAS, 446, 1597
- Kuwabara, T.; Nakamura, K.; Ko, C. M., 2004, ApJ, 607, 828K
- Laing, R. A. & Bridle, A. H. 1987, MNRAS, 228, 557
- Laing, R. A., Guidetti, D., Bridle, A. H., et al. 2011, MNRAS, 417, 2789
- Langer M., Aghanim N., Puget J. L., 2005, A&A, 443,367
- Latif, M. A. et al. 2014, MNRAS, 440, 1551
- Law, C. J., Brentjens, M. A. & Novak, G., 2011, ApJ, 731, 36
- Lee, S., Olinto, A. V., & Sigl, G. 1995, ApJL, 455, L21
- Lenc, E., Gaensler, B. M., Sun, X. H., et al. 2016, ApJ, 830, 1, 38, 26
- Lewis, A., 2004, Phys. Rev. D 70, 043011
- Li, F., Brown, S., Cornwell, T. J., & de Hoog, F. 2011, A&A, 531, 126
- Li, H.-B., & Henning, T. 2011, Nature, 479, 499
- Lopez-Rodriguez, E., Packham, C., Jones, T. J., et al. 2015, MNRAS, 452, 1092
- Lovelace, R. V. E., Romanova, M. M., & Biermann, P. L. 1998, A&A, 338, 586
- Machida, M., Nakamura, K. E., Kudoh, T., Akahori, T., Sofue, Y., & Matsumoto, R. 2013, ApJ, 764, 81
- Machida, M., Akahori, T., Nakamura, K. E., et al. 2018, MNRAS, 480, 17
- Mack, A., Kahniashvili, T., & Kosowsky, A., 2002, Phys. Rev. D 65, 123004
- McBride, J., Robishaw, T., Heiles, C., et al. 2015, MNRAS, 447, 1103
- McKean, J. P., Godfrey, L. E. H., Vegetti, S., et al. 2016, MNRAS, 463, 3143
- Malkov, M. A., Diamond, P. H., Drury, L. O'C., & Sagdeev, R. Z. 2010, ApJ, 721, 750
- Mao, S. A., Gaensler, B. M., Haverkorn, M., et al. 2010, ApJ, 714, 1170
- Mao, S. A., Carilli, C., Gaensler, B. M., et al. 2017, Nature Astronomy, 1, 621
- Mesa, D., Baccigalupi, C., De Zotti, G., et al. 2002, A&A, 396, 463
- Migenes, V., Coziol, R., Coopriider, K., et al. 2011, MNRAS, 416, 1267
- Mingo, B., Croston, J. H., Hardcastle, M. J. et al. 2019, MNRAS, 488, 2701
- Miniati F., Bell A. R., 2011, ApJ, 729, 73

- Minoda, T., Hasegawa, K., Tashiro, H., et al. 2017, PRD, 96, 123525
- Minoda, T., Tashiro, H., & Takahashi, T. 2019, MNRAS, 488, 2001
- Miyashita Y., Ideguchi S., & Takahashi K., 2016, PASJ, 68, 44
- Miyashita, Y., Ideguchi, S., Nakagawa, S., Akahori, T., & Takahashi, K. 2019, MNRAS, 482, 2739
- Modjaz, M., Moran, J. M., Kondratko, P. T., et al. 2005, ApJ, 626, 104
- Mora, S. C., & Krause, M. 2013, A&A, 560, A42
- Mora-Partiarroyo, S. C., Krause, M., Basu, A., et al. 2019, arXiv e-prints, arXiv:1910.07590
- Mori, K., Tsuru, T. G., Nakazawa, K., Ueda, Y., et al. 2016, Proceedings of SPIE, vol. 9905
- Moss, D., & Sokoloff, D. 2008, A&A, 487, 197
- Murgia, M., Govoni, F., Feretti, L., Giovannini, G., Dallacasa, D., Fanti, R., Taylor, G. B., & Dolag, K. 2004, A&A, 424, 429
- Murphy, E. J., Helou, G., Kenney, J. D. P., Armus, L., & Braun, R. 2008, ApJ, 678, 828
- Nakahara, S., Doi, A., Murata, Y., et al. 2018, ApJ, 854, 148
- Nakahara, S., Doi, A., Murata, Y., et al. 2019, ApJ, 878, 61
- Nakamura, M. & Asada, K. 2013, ApJ, 775, 118
- Nakanishi, H., Kurahara, K., & Anraku, K. 2019, Galaxies, 7, 32
- Nakazawa, K., Sarazin, C. L., Kawaharada, M., et al. 2009, PASJ, 61, 339
- Neronov, A. & Vovk, I. 2010, Science, 328, 73
- Nishikori, H., Machida, M., & Matsumoto, R. 2006, ApJ, 641, 862
- Nota, T., & Katgert, P. 2010, A&A, 513, A65
- Novak, G., Chuss, D. T., Renbarger, T., et al. 2003, ApJL, 583, L83
- Nuza, S. E., Hoefft, M., van Weeren, R. J., Gottl ober, S., Yepes, G. 2012, MNRAS, 420, 2006
- O'Dea, C. 1998, PASP, 110, 493
- Ohmura, T., Machida, M., Nakamura, K., et al. 2019, Galaxies, 7, 14
- Ohno H., Takizawa M., & Shibata S., 2002, ApJ, 577, 658
- Ohno, H., Takada, M., Dolag, K., Bartelmann, M., & Sugiyama, N. 2003, ApJ, 584, 599
- Ohno, H., 2009, Journal of Plasma and Fusion Research Series, 8, 148
- Okabe N., Hattori M., 2003, ApJ, 599 964
- Okabe, N., Oguri, M., Akamatsu, H., Hamabata, A., et al. 2019, PASJ, 71, 79
- Oppermann, N., et al. 2014, accepted (arXiv:1404.3701)
- O'Sullivan, S. P., Brown, S., Robishaw, et al. 2012, MNRAS, 421, 3300
- O'Sullivan, S. P., Feain, I. J., McClure-Griffiths, N. M., et al. 2013, ApJ, 764, 162
- O'Sullivan, S. P., Lenc, E., Anderson, C. S., et al. 2018, MNRAS, 475, 4263
- O'Sullivan, S. P., Lenc, E., Anderson, C. S., Gaensler, B. M., & Murphy, T. 2018, MNRAS, 475, 4263
- Pakmor, R., & Springel, V. 2013, MNRAS, 432, 176
- Paoletti, D., Finelli, F., & Paci, F., 2009, MNRAS. 396, 523
- Park, J., Hada, K., Kino, M., et al. 2019, ApJ, 871, 257
- Parker, E. N. 1966, ApJ, 145, 811
- Parker, E. N. 1971, ApJ, 163, 255
- Parra, R., Conway, J. E., Elitzur, M., & Pihlström, Y. M. 2005, A&A, 443, 383
- Pierre Auger Collaboration, Aab, A., Abreu, P., et al. 2017, Science, 357, 1266
- Pihlström, Y. M., Baan, W. A., Darling, J., & Klöckner, H. R. 2005, ApJ, 618, 705
- Pizzo, R. F., de Bruyn, A. G., Feretti, L., & Govoni, F. 2008, A&A, 481, 91
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2016, A&A, 594, A19
- Plante, R. L., Lo, K. Y. & Crutcher, R. M. ApJL, 1995, 445, L113
- Prokopec, T., & Puchwein, E. 2004, PRD, 70, 043004
- Ratra, B. 1992, ApJL, 391, L1
- Ravi, V., Shannon, R. M., Bailes, M., et al. 2016, Science, 354, 1249
- Rawlings, S., & Saunders, R. 1991, Nature, 349, 138
- Rohlfs, K., & Wilson, T. L. 1996, Tools of Radio Astronomy, XVI (Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag)
- Rossetti, A., Dallacasa, D., Fanti, C., Fanti, R., Mack, K. 2008, A&A, 487, 865
- Rudnick, L., POSSUM private communication
- Rudnick, L. & Owen, F. N. 2014, ApJ, 785, 45
- Ruiz-Granados, B., Rubiño-Martín, J. A., Florido, E., & Battaner, E. 2010, ApJL, 723, L44
- Ruzmaikin, A., Sokolov, D., & Shukurov, A. 1988, Nature, 336, 341
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, Radiation processes in astrophysics (New York: Wiley-Interscience)
- Ryu, D., Kang, H. & Biermann, P. L. 1998, A&A, 335, 19R
- Ryu, D., Kang, H., Hallman, E., & Jones, T. W. 2003, ApJ, 594, 599
- Ryu, D., Kang, H., Cho, J., & Das, S. 2008, Science, 320, 909
- Ryu D., Schleicher D. R. G., Treumann R. A., Tsagas C. G., Widrow, L. M., 2012, Sp. Sci. Rev., 166, 1
- Saga, S., Shiraishi, M., & Ichiki, K. 2014, arxiv:1405.4810
- Saga, S., Ichiki, K., Sugiyama, N., & Takahashi, K. 2015, submitted
- Sakemi, H., Machida, M., Akahori, T. et al. 2018, PASJ, 70, 2, 27
- Sakemi, H., Machida, M., Ohmura, T. et al. 2018, Galaxies, 6, 4, 137
- Schnitzeler, D. H. F. M. 2010, MNRAS, 409, 99
- Schnitzeler, D. H. F. M., Banfield, J. K., & Lee, K. J. 2015,

- MNRAS, 450, 4, 3579
- Schober, J. et al. 2012, PRE, 85, 6303
- Seta, A., & Beck, R. 2019, arXiv:1903.11856
- Sethi, S. K., & Subramanian, K. 2005, MNRAS, 356, 778
- Sarma, A. P., Momjian, E., Troland, T. H., Crutcher, R. M. 2005, AJ, 130, 2566
- Shaw, J. R., & Lewis, A., 2010, Phys. Rev. D 81, 043517
- Shaw, J. R., & Lewis, A., 2012, Phys. Rev. D 86, 043510
- Shi, H. et al. 2010, MNRAS, 409., 821
- Skilling, J. 1975, MNRAS, 173, 255
- Sofue, Y., Fujimoto, M., & Wielebinski, R. 1986, ARA&A, 24, 459
- Sofue, Y., Machida, M., & Kudoh, T. 2010, PASJ, 62, 1191
- Soida, M., Krause, M., Dettmar, R.-J., & Urbanik, M. 2011, A&A, 531, A127
- Sotomayor-Beltran, C., et al. 2013, A&A, 552, 58
- Spangler, S. R. & Sakurai, T. 1985, ApJ, 297, 84
- Stasyszyn F., Nuza S. E., Dolag K., Beck R., Donnert J. 2010, MNRAS, 408, 684
- Stil, J. M., Krause, M., Beck, R., & Taylor, A. R. 2009, ApJ, 693, 1392
- Stil, J. M., Taylor, A. R., & Sunstrum, C. 2011, ApJ, 726, 4
- Stil, J. M., Keller, B. W., Geoge, S. J., & Taylor, A. R. 2014, ApJ, 787, 99
- Sun, X. H., Han, J. L., Reich, W., et al. 2007, A&A, 463, 993
- Sun, X. H., Reich, W., Waelkens, A., & Ensslin, T. A. 2008, A&A, 477, 573
- Sun, X. H., Rudnick, L., Akahori, T., et al. 2014, AJ, in press
- Sur, S., Schleicher, D. R. G., Banerjee, R., Federrath, C., & Klessen, R. S. 2010, ApJL, 721, L134
- Suyama, T., & Yokoyama, J. 2012, PRD, 86, 023512
- Tabatabaei, F. S., Berkhuijsen, E. M., Frick, P., Beck, R., & Schinnerer, E. 2013, A&A, 557, A129
- Takahashi K., Ichiki K., Ohno H., Hanayama H., 2005, PRL 95, 121301
- Takahashi, K., Murase, K., Ichiki, K., Inoue, S. & Nagataki, S. 2008, ApJL, 687, L5
- Takahashi, K., Mori, M., Ichiki, K., & Inoue, S. 2012, ApJ, 744, 7
- Takizawa, M. 2008, ApJ, 687, 951
- Taylor, A. R., Stil, J. M., Grant, J. K. et al. 2007, ApJ, 666, 201
- Taylor, A. R., Stil, J. M., & Sunstrum, C. 2009, ApJ, 702, 1230
- Taylor, A. M., Vovk, I., & Neronov, A. 2011, A&A, 529, 144
- Taylor, A. R., Bhatnagar, S., Condon, J. et al., 2014, arXiv:1405.0117
- Trribble, P. C. 1991, MNRAS, 250, 726
- Turner, M. S., & Widrow, L. M. 1988, PRD, 37, 2743
- Vachaspati, T. 1991, Physics Letters B, 265, 258
- Van Eck, C. L., Brown, J. C., Stil, J. M., et al. 2011, ApJ, 728, 97
- van Weeren, R. J., Rottgering, H. J. A., Brüggen, M., Hoeft, M. 2010, Science, 330, 347
- van Weeren, R. J., de Gasperin, F., Akamatsu, H., Brügggen, M., et al. 2019, Space Sci. Rev., 215, 16
- Vazza, F., Brunetti, G., Gheller, C., & Brunino, R., 2010, NewA, 15, 695
- Venumadhav, T., Oklopčić, A., Gluscevic, V., Mishra, A., & Hirata, C. M. 2014, arXiv:1410.2250
- Völk, H. J., & Atoyan, A. M. 2000, ApJ, 541, 88
- Vernstrom, T., Gaensler, B. M., Rudnick, L., & Andernach, H. 2019, ApJ, 878, 92
- Vink, J., & Yamazaki, R., 2014, ApJ, 780, 125
- Wada, K. 2012, ApJ, 58, 66
- Wasserman, I. 1978, ApJ, 224, 337
- Wilman, R. J., Miller, L., Jarvis, M. J., et al. 2008, MNRAS, 388, 1335
- Widrow L. M., Ryu D., Schleicher D. R. G., Subramanian K., Tsagas C. G., Treumann R. A., 2012, Sp. Sci. Rev., 166, 37
- Xu, Y., Kronberg, P. P., Habib, S., & Dufton, Q. W. 2006, ApJ, 637, 19
- Xu, H., O'Shea, B. W., Collins, D. C., et al. 2008, ApJL, 688, L57
- Xu, H., Li, H., Collins, D. C., Li, S., Norman, M. L., 2009, ApJL, 698, L14
- Xu, H., Govoni, F., Murgia, M., et al. 2012, ApJ, 759, 40
- Xu, J., & Han, J. L. 2014, MNRAS, accepted (arXiv:1405.5087)
- Yamazaki, D. G., Ichiki, K., & Kajino, T., 2005 Astrophys.J. 625, L1.
- Yamazaki, D. G., Ichiki, K., Kajino, T. & Mathews, G. J., Astrophys. 2006, J. 646, 719.
- Yamazaki, D. G., Ichiki, K., Umezumi, K. & Hanayama, H., 2006, Phys. Rev. D74, 123518.
- Yamazaki, D. G., Ichiki, K., Kajino, T. & Mathews, G. J., 2008, Phys. Rev. D77, 043005.
- Yamazaki, D. G., Ichiki, K., Kajino, T. & Mathews, G. J., 2008, Phys. Rev. D78, 123001.
- Yamazaki, D. G., Ichiki, K., Kajino, T. & Mathews, G. J., 2010, Phys. Rev. D 81, 023008
- Yamazaki, D. G., Ichiki, K., Kajino, T. & Mathews, G. J., 2010, Phys. Rev. D81, 103519.
- Yamazaki, D. G., Kajino, T., Mathews, G. J., & Ichiki, K. 2012, Phys. Rep., 517, 141
- Yamazaki, D. G., & Kusakabe, M., 2012, Phys. Rev. D 86, 123006
- Yamazaki, D. G., Kusakabe, M., Kajino, T., Mathews, G. J., & Cheoun, M.-K., 2014, Phys. Rev. D 90, 023001
- Yamazaki, D. G., 2014, Phys. Rev. D 89, 083528
- Yamazaki, D. G., 2016, Phys. Rev. D 93, 043004
- Yamazaki, D. G., 2018, Phys. Rev. D 97, 103525
- Yoshikawa, K., Yamasaki, N. Y., Suto, Y., Ohashi, T., Mitsuda, K., Tawara, Y., Furuzawa, A. 2003, PASJ, 55, 879
- Zhu, G., & Ménard, B. 2013, ApJ, 770, 130
- ZuHone, J. A., Markevitch, M., & Lee, D. 2011, ApJ, 743,

著者一覧（○は編集責任者）

赤堀卓也	国立天文台水沢 VLBI 観測所
赤松弘規	オランダ宇宙研究所
市來淨與	名古屋大学大学院理学研究科
○出口真輔	ラドバウド大学
岩井一正	名古屋大学宇宙地球環境研究所
大野寛	東北文教大学短期大学部総合文化学科
大村匠	九州大学大学院理学府
小澤武揚	国立天文台天文データセンター
木戸英治	東京大学宇宙線研究所
藏原昂平	鹿児島大学大学院理工学研究科
工藤哲洋	国立天文台理論研究部
工藤祐己	鹿児島大学大学院理工学研究科
熊崎亘平	名古屋大学大学院理学研究科
酒見はる香	九州大学大学院理学府
澤田-佐藤聡子	山口大学大学院創成科学研究科
高橋慶太郎	熊本大学大学院自然科学研究科
滝沢元和	山形大学理学部
中西裕之	鹿児島大学大学院理工学研究科
藤田裕	大阪大学大学院理学研究科
町田真美	九州大学大学院理学研究院
箕田鉄兵	名古屋大学大学院理学研究科
宮下恭光	熊本大学大学院自然科学研究科
山崎大	茨城大学全学教育機構

第7章 近傍宇宙時空計測

この章では、SKA で実現されるべき 2020 年現在と比べて 2 桁以上 (SKA1 では 1 桁以上) の数の、そしてより多様な種類の電波源に対するミリ秒角 (mas) からマイクロ秒角 (μas) レベルでの高精度位置計測 (astrometry) を通して迫る科学的課題についてまとめる。その関連分野は多岐に渡るが、日本で進められてきた VERA (VLBI Exploitation of Radio Astrometry) 及び計画中の JASMINE (Japan Astrometry Satellite Mission for INfrared Exploration) という位置天文ミッションからの発展・協力の観点を重要視するという意味で、天の川銀河を中心とした近傍宇宙 ($D \leq 1 \text{ Mpc}$) を主対象とした時空計測に基づいたサイエンスを SKA で実施することについて論じる。この章の主題は電波源位置計測であるが、一般相対性理論に関連した現象を捉えるべく行われる非常に正確な時刻の計測とも密接に関連しているので、それを強調する場合は「時空計測」と呼ぶことにする。

7.1 節では、電波源高精度位置計測とはどんなものかを紹介し、2020 年現在におけるその状況と今後の展望を俯瞰する。7.2 節では、SKA で期待する長波長帯での電波源位置計測における技術的課題について述べる。7.3 節では、国際 SKA サイエンス課題に見られる科学的目標についてまとめている。最後の §7.4 において、我々日本の研究者が注目し探求すべきと検討している科学的課題について述べる。

7.1 次世代高精度位置計測が切り開く天文学研究

7.1.1 時代が経っても揺るがない天体位置計測継続の重要性

どんなに天文学が発展しようとも、天体までの距離決定につながる天体位置計測の分野は、根本的に重要であり続けるだろう。天体の見かけの観測量に正確な天体距離の情報を加えることによって、推定信頼性の高い天体物理量が与えられ、天体の種類・種族・進化段階・周辺環境への影響の度合いを高い確度で特定することができる。また、天の川銀河や代表的な天体の大きさや距離、運動についての尺度を正確に与えられれば、宇宙全体の空間・時間的尺度を正しく捉え、宇宙の成り立ち (世界観) を正しく理解することに資する。また、未知のものも含む天体による重力作用の大きさを把握することにもつながる。

天体距離推定の中では、年周視差法が最も直接的な手法だとされている。地球が太陽の周りを極めて高精度で測定された軌道 (半径約 1AU) 上を周回する運動によって、天体が 1 恒星年丁度の周期で見かけの年周運動を引き起こすことを利用して、星の距離を導出するからである。HIPPARCOS (HIGH Precision PARallax COLlecting Satellite) は、100 pc 以内の約 10^5 個の恒星系について年周視差を計測し、そのカタログを公開している (Perryman et al., 1997)。今日、これら年周視差計測-測量-による天体距離は、より遠方にある天体までの距離を推定するための手法、いわゆる「距離梯子」の基盤となる情報となっている。距離梯子の階段を踏めば踏むほど各階段で生じる距離の推定誤差が蓄積されていくので、より高精度な年周視差法がより遠方においてより多数の天体に対して実施されることが望まれる。

そして年周視差法が、HIPPARCOSなどの可視光線によるものだけでなく、電波も含めて様々な波長帯で独立した装置を用いて行われることが望まれる。例えば、星団データから作成される Hertzsprung–Russel (HR) 図は恒星物理学上で最も基本的なものであり、測量から導出される恒星集団の絶対光度から、主系列星の構造を説明する理論モデル（対流に関する仮定、金属量、有効温度–輻射温度間の変換、等の問題も含む）に制限を与えていく。実際には、観測で得られる HR 図と理論モデルから予想される等時曲線 (isochrone) とを比較してその理論モデルを検証していく。現在比較結果の不定性は 0.06 等級程度ある。等級方向は直接距離に、色方向はダストによる減光に依存するので、主系列星が並ぶ線に沿った方向の不定性が残る。従って、等時曲線の折れ曲がり (turn off) の場所を決めることは容易ではない。測量によって恒星距離の誤差および誤差分布が分かっているデータが得られるため、等時曲線との比較をより正確に行うことができる (Perryman, 2009)。ところが、最も身近で親しみのある天体の1つであるプレアデス星団 ($D \approx 136$ pc) でさえ、その距離について最近まで不確定性が大きかった。HIPPARCOS とは独立な VLBI (超長基線電波干渉法) による電波源測量によって、この星団までの距離が確定した (図 7.1)。太陽近傍の主系列星は、今や、可視光だけでなく電波による測量対象でもある。

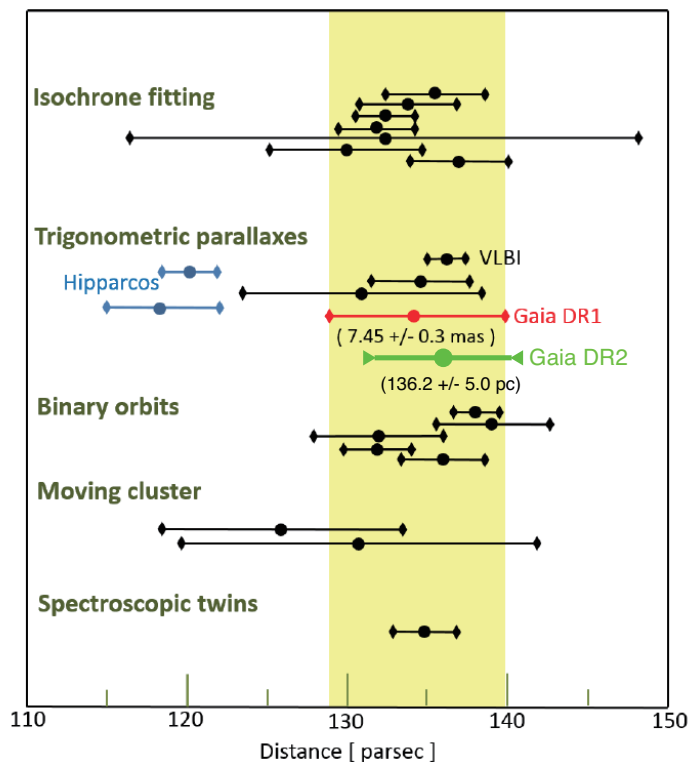


図 7.1: プレアデス星団の距離計測。図は Melis et al. (2014) のものを改変。様々な手法で計測された星団距離とその誤差のまとめ。VLBI (電波) Melis et al. (2014) と Gaia (可視光線) (Abramson, 2018) による全く独立に行われた確度の高い年周視差計測によって、この星団までの距離がほぼ一意に確定したと言える。これにより、恒星の内部構造や進化のモデルの精密化がさらに進んだ。Gaia DR1/DR2 における誤差は、星団メンバー星の距離のばらつき (= 星団の奥行き) による。SKA1-VLBI では、星間分子雲に深く埋もれた、若い星団における測量と内部恒星運動の解明に期待が寄せられる。

位置天文学の分野には最近、再び大きな転機が訪れている。2014年にESA(欧州宇宙機構)の光学位置天文衛星 Gaia が打ち上げられ、約 10 億個の星々や可視光天体の位置を 10 マイクロ秒角 (μas) の精度で計測する大規模観測行われ、データ公開が着々となされている。上記プレアデス星団までの距離については、Gaia と VLBI による測量結果にとうとう一致を見るに至った。Gaia のデータは様々な分野に活用され、その威力をまざまざと見せつけられている状況にある。

一方、電波源に対する高精度天体位置計測については、天空に広く横たわる天の川銀河の内部やその向こう側など、大きな星間減光を受ける方向にある天体に対する測量に特化するものとなるだろう。しかし、現在の VLBI 観測装置で期待されるその対象天体数は、2020 年になった今日

で 500 未満に留まっている。この状況から飛躍し、Gaia や JASMINE と相補的な天体位置計測に基づいて研究を発展させるには、桁違いの感度をもたらす SKA を組み込んだ測量を実現させる必要がある (図 7.2)。

それにより、従来そのような測量の対象とならなかった遠距離天体や異種の天体が新たに測量対象とすることが肝要となる。電波における未同定天体や、従来測量の対象と考えられていなかった星間ガス雲についても、その対象視野に入れるべく、電波測量手法を磨く必要があるだろう。

ところで、このような測量において、不動点とみなせる遠方クエーサーを利用した高精度天球座標系の構築は、極めて重要な課題である。 μas の位置精度を目指す世界では、一般相対性理論が予測する時空の歪みに起因する現象 (マイクロレンズ等) や測量対象及び位置基準天体の構造とその時間変化の影響に直面することになる。そこで、これら影響を誤差要因として片付けるだけでなく、それら情報を分析することによって、恒星だけでなく活動銀河中心核 (AGN) や薄く広がった星間ガス、さらに惑星探査など、広範な天体物理分野における位置天文学の手法による研究の進展が大いに期待される。

日本の研究者集団によって近年この天体測量分野での研究が進展してきた。VERA では、2020 年頃までに 500 個のメーザー天体に対する測量の完了を目標としている。VERA をはじめ電波測量プログラムにおける現在の主要研究課題の多くは、太陽系近傍の星や星形成領域に付随するガスの分布と、「現在の」天の川銀河の動力学構造に関するものである。このような測量を拡張しつつ、将来新たな天の川銀河、恒星・星間物理学の研究課題を創出することにつながって行けるのだろうか？日本で同時期に運用される他のミッション (ALMA、KAGRA、TMT、JASMINE、等) との共同観測を見据えたより広い視点に立ったものを検討する必要がある。そうすると、次世代装置として登場する SKA で目指すべきは、天の川銀河の形成史をひも解く手掛かりをつかむため、また、惑星形成や宇宙論などにも深く関わる新しい課題の探求につながる宇宙測量の推進だと考えられる。そもそも冒頭に述べた通り、高精度天体位置計測は天文学研究の進展の下支えであり、それに必要な高精度電波座標系の構築への継続的な寄与、必要であれば「業務化」も考えなければならない。さらに、全く新しい天文学の分野を切り開くための取り組みとしても、これは極めて重要である。未知の信号を検出した場合、最初に行うべきことは、それがどこからやって来たのかを正確に把握することである。一瞬 ($\Delta t < 1\text{ s}$ のものも想定) で消えてしまう現象の場合は、その現象そのものの信号だけを利用して位置特定をしなければならない。

7.1.2 高精度位置計測対象電波源の個数増大と多様化

一般に、熱雑音で決まる天体位置計測の精度 σ_θ は、下記の式で表される (Moran et al., 1993)。

$$\sigma_\theta \approx 0.5 \frac{\theta_{\text{beam}}}{R_{\text{SN}}} \approx 1000 \frac{(\lambda/[10\text{ cm}])}{[B_{\text{max}}/1000\text{ km}][R_{\text{SN}}/10]} [\mu\text{as}] \quad (7.1)$$

ここで λ は観測波長、 B_{max} は最大望遠鏡間基線長、 R_{SN} は電波像上での信号/雑音比である。この章で論ずる SKA による天体位置計測では、 $\lambda = 1\text{--}100\text{ cm}$ ($\nu = 300\text{ MHz--}30\text{ GHz}$) の電波を想定する¹。高精度位置計測の実現には、観測装置がカバーする波長域において観測対象が明るくコンパクトでなければならない。非常に明るくかつコンパクトな天体としては通常非熱的放射源が考えられ、それらの輝度温度は 10^6 K を遥かに超える。このような電波源としては、クエーサー (QSO) や電波銀河などの活動銀河中心核や星形成領域や終末星に付随する水酸基 (OH)、メタノー

¹SKA-mid では上限 15 GHz 程度だが、SKA-high では上限 30 GHz 程度が想定されている。

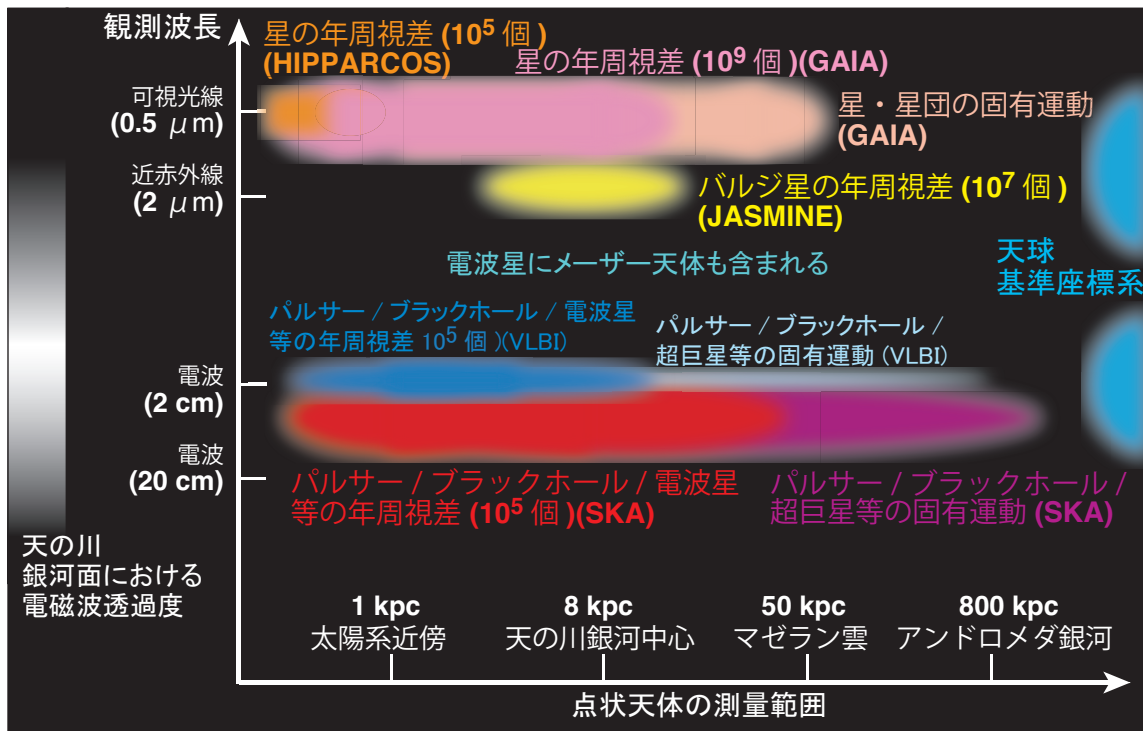


図 7.2: 近未来に展開される天体測量の概念図。可視光線で測量を進める Gaia では、圧倒的な測量天体数を目指すものの、銀河面は見られない。それを補うように、JASMINE では星間減光のより少ない近赤外線での測量を目指す (節 7.4.3 参照)。しかし、天の川銀河中心部を深く測量できるのは SKA 等電波でのみである。それらに加えて、測量対象天体も格段と多様化し、天球基準座標系も不動点とみなせるクェーサーによって構築されるものが利用されるようになる。

ル (CH_3OH)、水 (H_2O) メーザー源、そしてパルサーが代表的なものとして挙げられる。さらに、天の川銀河内では恒星質量ブラックホールや太陽近傍の gyro-synchrotron 放射を伴う若い星も考えられる。観測装置の感度が向上すれば、今では少数部類にある後者グループについても前者に匹敵する数が天体計測の対象になり得るはずである。このように、非熱的電波源に限っても天体計測対象の種族は多岐にわたる。

一方、輝度温度が低い熱的放射源も高精度天体位置計測の対象として考慮すべきである。 $B_{\text{max}} \leq 100$ km でしか検出できない広がった天体においても、短波長側で非常に高い信号雑音比が得られる事例が増加しているからである。例えば、太陽系から 1 kpc 以内の明るい gyro synchrotron 放射を伴う数 100 個の young stellar stellar objects (YSOs) の測量を行い、従来天球面に投影されたものとしてしか扱う事ができなかった各星形成領域についてその立体構造を把握しようとする測量計画が、現在進んでいる (Loinard, 2013)。このような測量対象が SKA によって通常の熱的放射源にまで拡張されれば、各星形成領域やそれらが連結して構成される天の川銀河の渦状腕を立体的に捉えることが可能になる (7.3.2 節参照)。ただし、多くの熱的放射源の輝度は短波長側で著しく上昇するので短波長側で高精度計測が実現し易くなると思われるが、視野が逆に急速に狭くなることや、位置基準となる QSO が装置のシステム雑音上昇によって逆に検出困難になることに注意が必要である。

図 7.2 では、このような電波測量対象の天体数の大雑把な推定値を挙げている。パルサーなどある種の天体については、その推定値が国際 SKA Science Book (7.3 節) の中でも明記されてい

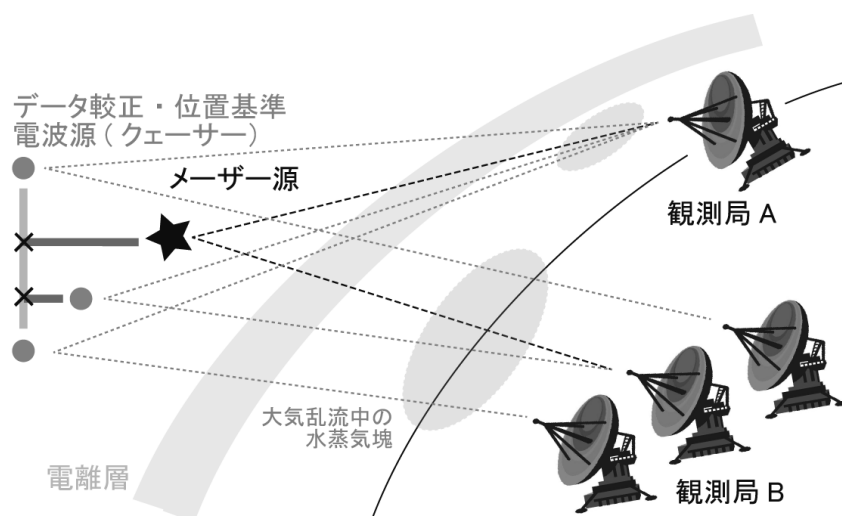


図 7.3: SKA 測量における VLBI 観測モード。単一望遠鏡視野が長波長帯では多くなるので、観測対象天体とその同じ単一望遠鏡視野に入る参照電波源とを同時に観測する手法が主流となる。ただし、電離層による影響の仰角依存性に対しても計測してそれをデータ較正に利用する必要があるため、測量天体からやや離れた参照源も観測する必要がある。従って、それぞれの VLBI 局は複数視野（最低 4 方向）を持つことが要求される。

たり既に探査されカタログ化されたものから読み取ることができる。しかし、より確実な数値は、SKA pathfinders や precursors を用いた直近の高感度掃天観測の結果から参照する必要があるだろう。ただし、これらの装置の最大基線長は VLA や ALMA を含めても 30 km 未満に留まるので、実際に検出された天体全てが高精度測量の対象になることは保証されないことに、注意が必要である。

7.2 SKA に向けた電波源高精度位置計測における技術的検討項目

7.2.1 VLBI 観測装置

SKA における VLBI 観測向きの仕様は、SKA PHASE 1 VLBI CLARIFICATION ECP 140008 ANALYSIS DOCUMENT (Turner and VLBI Community, 2014) や SKA PHASE 1 SYSTEM (LEVEL 1) REQUIREMENTS SPECIFICATION (Cornwell, 2014) にまとめられており、さらに SKA Science Book でも該当する内容が見られる (Paragi et al., 2015)。一般に、低い周波数ほど角分解能が低下するため、より高い信号雑音比での電波源の検出と、参照電波源と測量対象電波源とを同一視野に入れた電波源位置計測 “in-beam astrometry” による地球大気による位置揺らぎの完全除去が必要になる (図 7.3)。このような電波源測量に必要な仕様も含めてまとめると、以下の通りである。

広帯域受信系（フィード及び受信機） 広帯域受信は、単純に感度向上のためだけでなく、VLBI の場合は群遅延時間の残差を精度良く推定してデータ較正や天体位置計測の精度を向上するためにも必要である。SKA の周波数バンドでは、電離層の影響が大きいため、またパルサーの観測では大きな dispersion measure を持つ遠方パルサーを観測するためにも、広帯域受信 (1 GHz 帯で

300 MHz 以上を想定)が必要とされている。さらに、22 GHz や 23 GHz 帯にある水やアンモニアメーザーを観測する為には、Band 5 の帯域をさらに高い周波数まで拡張するか、まだ搭載が予定されていない高周波数帯の受信機を別途搭載する(あるいは SKA-high を進める)必要がある。ちなみに SKA の“dish”と呼ばれるパラボラアンテナの鏡面精度については、50 GHz 程度まで観測できる鏡面精度が報告されている。また、フィード(給電部)や低雑音増幅器の設計が進み、それぞれ 1–20 GHz、2–20 GHz の範囲をカバーするものが考案・開発されている(e.g., Dubrovka & Dolzhenko 2010; Komiak et al. 2011; Ujihara et al. 2014)。

アンテナビーム SKA コア局及びリモート局は、口径 15m のアンテナ群から構成されるはずである。口径が比較的小さいので、視野が広くとれる。それでも SKA1-MID では 1 ビームに限られ、in-beam astrometry の対象数は限定的である。SKA2 では ASKAP や WSRT/Apertif に搭載されている様な Phase Array Feed (PAF) を導入することにより、30 平方度を一度にカバーできるようになるだろう。このようにして、複数電波源の相対離角を非常に精密に測定することを可能とする。

周波数標準装置 現在使われている水素メーザー周波数標準程度の高い周波数安定度の信号・時刻符号生成装置を各観測局に配置する必要がある。1 つの周波数標準の信号を安定して届けられる範囲は、現在 200 km 程度まで進展していると言われている。²。

複数アンテナ受信信号の加算— phase-up 複数アンテナで受信された信号を加算(phase-up)していくことによって感度が向上する。しかし逆に、アンテナ配置間隔に従って視野が狭くなっていき、本来単一望遠鏡視野で得られる視野を隅々まで観測できなくなる。そこで SKA コア局とリモート局それぞれでは、単一望遠鏡視野内で複数視野(遅延追尾位相中心)をとるべく個々の視野に対する phased-up の演算を行う。そのために、受信信号が速やかに高速アナログ・デジタル変換され、デジタル信号でこの演算を行う。さらに大きな離隔をカバーする場合は、局内アンテナ群を視野の数だけ分割して同時複数視野をとることもある。最低 4 方向のビーム合成を行えば、大角度での位置天文・測地観測を通して基線ベクトルの向きと大きさ、電波源座標を同時に求めることができる³。このような大離角複視野位置天文観測は、同一視野に参照電波源と測量対象天体が入らない場合の測量、高精度電波座標系の構築、地球大気(電離層・対流層乾燥大気・水蒸気)による影響の仰角依存性の推定とその除去にも利用される。

受信信号記録装置 複数のアンテナ群から、あるいは複数の遅延追尾位相中心で処理された信号を、一旦メディア(多分ハードディスク)上に記録する必要がある。広帯域化を進める上で、記録装置を含むデジタル信号処理の高速化が一番の課題だと言える。SKA1 では、周波数変換を行わずに受信信号をいきなりアナログ-デジタル変換するダイレクトサンプリングが採用される。SKA1 では 500 MHz 帯域記録を採用するので、1 視野につき記録速度は 2 Gbps (ギガビット/秒)でなければならない。後日、全観測局のデータ(24 時間観測につき約 170 TB)を持ち寄り相関処理を実施する。その際は光通信ケーブルで伝送しなければならない。

²ただしこれを実現するためには、専用のダークファイバーの敷設が必要。

³1990 年代前半までに提案されていた VERA(VLBI for Earth Rotation and Astrometry、現在の VERA の前身となるアイデア)ではこの原理を元に設計されていた。20 年の時を経てこのアイデアが復活したことを、ここに書き留めておきたい。

高精度天体位置計測用較正データ VERA で用いられているような GPS を用いた天頂帯域遅延残差の推定が各観測局で行われる必要がある⁴。また、定期的な測地 VLBI 観測により観測局の座標も 1 cm 程度では決定しなければならない。地球回転パラメータ⁵は VGOS (VLBI2010 Global Observing System) 観測網で即座に決定されるはずである。

VLBI データ較正は、最も感度の高いコア局とリモート局とを結ぶ基線を用いて、各リモート局ごとに行うべきである。そのためには、FRINGE 位相の変動が小さい間 (コヒーレンス時間) の間に、較正用 (参照) 電波源が検出できなければならない。コア局-リモート局が成す基線で達成できる感度 (10- σ ノイズレベル) は、以下の通りである。

$$S_{\min} = R_{\text{SN}} \frac{\sqrt{SEFD_{\text{core}} SEFD_{\text{remote}}}}{\sqrt{2\Delta\nu\tau}} \approx 0.55 \frac{\sqrt{[SEFD_{\text{core}}/3 \text{ Jy}][SEFD_{\text{remote}}/100 \text{ Jy}]}}{\sqrt{[\tau/100 \text{ s}]}} [\text{mJy}] \quad (7.2)$$

ここで、 $R_{\text{SN}} = 10$ は信号-雑音比で、 $SEFD$ とは system equivalent flux density [Jy] でいわゆる望遠鏡感度の指標であり、 $\Delta\nu \approx 5 \times 10^8$ [Hz] (参照電波源など連続波源の場合) は観測帯域幅、 τ は積分時間 (ここではコヒーレンス時間) である。

一方測量対象天体の電波像上における検出感度については、近似的にはコア局-リモート局が成す基線の数 (= リモート局の数) N_{base} と総積分時間 T_{total} から算出できる⁶ (下記計算ではレーザー輝線を想定)。

$$S_{\text{line}} = S_{\min, \Delta t} \sqrt{\frac{\Delta t}{T_{\text{total}}}} \frac{1}{\sqrt{N_{\text{base}}}} \approx 16 \frac{\sqrt{[SEFD_{\text{core}}/3 \text{ Jy}][SEFD_{\text{remote}}/100 \text{ Jy}]}}{\sqrt{[\Delta\nu/10 \text{ kHz}][T_{\text{total}}/600 \text{ s}][N_{\text{base}}/10]}} [\text{mJy}] \quad (7.3)$$

式 7.1 にあるように、高精度測量の対象は非常に高い信号-雑音比 (>100) で検出される必要がある。例えば、天の川銀河中のレーザー源の測量は 0.1 Jy 以上のレーザー源に限られることになる。しかしこのような SKA1 の仕様でも、現状の 1/10 倍暗いレーザー源も測量対象になる。感度及び測量効率 (如何に多くの天体を特定期間内に測量するのか) の計算に必要な各周波数バンドにおけるパラメータの概数を、表 7.1 にまとめておく。

7.2.2 VLBI 観測局配置

高精度電波源位置計測にとって適切な VLBI 観測局の配置については、具体的なシミュレーションをして定量的に確認する必要があるが、リモート局の誘致・設置には様々な要因が関わってくる。リモート局の数は、SKA2 においてリモート局に配置する約 1000 台のアンテナに対して 1 局当たり何台配置するかで基本的には決まる。SKAO から提供されているテンプレートでは、アフリカ周辺にリモート局を約 30 カ所配置することになっている。

図 7.4 では現状で想定されるリモート局の配置を示している。SKA-mid の周波数帯 (0.4–15 GHz) では南アフリカから欧州・インド・豪州にわたる VLBI 観測網を想定する。残念ながら日本のアンテナ群は SKA1-MID との共同観測はできない。しかし、中国の FAST とのアジア・オセアニア地域における VLBI 観測網は SKA-VLBI の感度に匹敵するので、着々とその計画を進めることが極

⁴気象観測点データに基づく較正手法も開発されつつあるが、SKA 局周辺を密に観測点で埋めることは当面考えられない。

⁵Earth Orientation Parameters を指し、地球自転の軸の向きやグリニッジ子午線の基準時刻における方向を表す。

⁶リモート局同士で成す基線も含めると、感度が 1.7 倍程度まで改善される ($N_{\text{base}} = 40$ の場合)。

表 7.1: SKA-mid で想定される感度と関連パラメータ。Dewdney et al. (2013) 等を参照。

	SKA-MID bands	
	SKA-mid Band 2	Band 5
周波数範囲	0.95–1.76 GHz	4.6–13.8 GHz
コヒーレンス時間 ¹	200 s	100 s
スペクトル分解能 $\Delta\nu$	3.9 kHz	9.7 kHz
単一素子アンテナ視野半径	0.49°	0.07°
$SEFD_{\text{core,SKA1}}$ ²	3.0 Jy	4.0 Jy
$SEFD_{\text{core,SKA2}}$ ³	1.0 Jy	1.3 Jy
$SEFD_{\text{remote,2020}}$ ⁴	100 Jy	390 Jy
$SEFD_{\text{remote,SKA2}}$ ⁵	16 Jy	21 Jy
$N_{\text{base,SKA2}}$ ⁶	40	40

¹代表的な値で、実際の解析は2–3倍長い値を採用できる。

²SKA1-mid ではコア局全体の70% (望遠鏡配置中心の100 km 以内) のアンテナ利用を想定。

³SKA1 の10倍スケールのSKA2を想定し、その全アンテナの30%の利用を想定。

⁴Band 2 では口径60 m 級、Band 5 では口径30 m 級の2020年時点での既存電波望遠鏡 (開口能率50%、システム雑音温度50 K 程度) を想定。

⁵口径15m 鏡25台から成るSKA2リモート局 (アンテナ仕様はSKA1のものと同じ) を想定。

⁶SKA2 アンテナの約半分 (1000台) を使ってSKA2リモート局を構成する場合を想定。

めて重要である。この場合はL帯 (1.4–1.6 GHz) が主要な観測バンドとなる。また、SKA1-LOW とのVLBI 観測も将来実現できるかもしれない。

いずれにしても、想定されるリモート局配置によってどのように天体位置計測の精度が変わるのか、数値シミュレーションによって調べる必要があるが、現在はまだ(u,v) 平面のシミュレーションに留まる程度である。

7.2.3 データ較正法・電波源位置計測法

VLBI データの処理のうち、データ (フリッジビジビリティ) 較正については、現状 VERA や VLBA など得られたデータに対して用いられているものとそれほど大きな違いはないだろう。ただし、非常に高い信号-雑音比を電波像上で実現する為には、系統的誤差を従来以上に軽減し、かつ、より高い電波画質が求められる。電離層など地球大気に対する補正については、時間間隔を小さくして位相揺らぎを止めるだけでなく、in-beam astrometry においても仰角に加えて方位角に対する微小の差分も考慮したものが必要である。そのためにも、様々な仰角にある較正用電波源を複数個同時に観測する必要があるだろう (図 7.3)。VLBA を使った OH メーザー源の高精度位置計測のデモ (Rioja et al., 2017) では、この様な”Multi-View” technique を実践し、その有効性を示しつつある。

得られた電波画像については、高精度位置計測に向けてさらに詳細な分析が必要となる。JASMINE 等現在検討されている宇宙空間飛翔体による光赤外線位置天文では (例えば Lindegren et al. 2012)、観測装置の特性と星の位置情報を表すパラメータとを同時に解くことが行われている。前者については、光学系で結像される星像の形状を詳細にモデル化し、観測装置上で 1/100 pixel オーダー

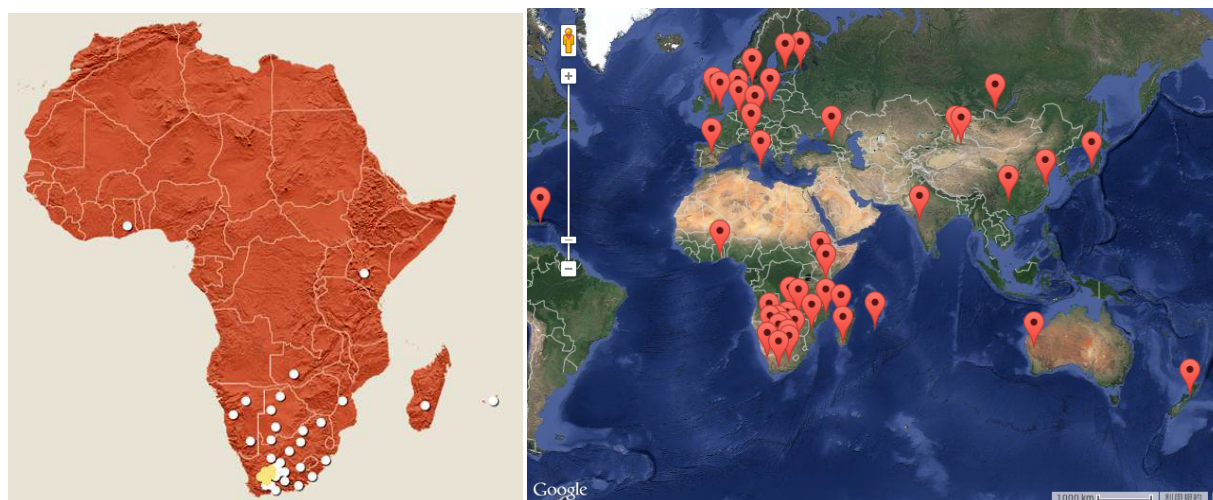


図 7.4: SKA2 や現行アストロメトリ精度推定シミュレーションで想定する VLBI 観測局位置。SKA 建設地（南アフリカ及びオーストラリア西部）にあるコア局内アンテナ群（全体の 50% の集光面積）は 1 局とみなす。それに加えて、SKA リモート局（アフリカ諸国、左図、参照 URL: <http://www.ska.ac.za>）や 2030 年頃まで実在する電波望遠鏡群を考慮している（右図）。日本国内にも 1 カ所想定している。

で星像中心を導出し、その上で、像面の変形、検出器の特性や放射線による特性の変化、読み出しエレクトロニクスの特性、さらに飛翔体の軌道や姿勢を十分な精度でモデル化することを指す。これと後者とを同時に解く事により、星の年周視差や固有運動などを精密に推定するのである。一方電波画像による位置天文では、画像処理にさらなる改良のアイデア（例えば「粗性モデリング」の手法、Honma et al. 2014）が検討されているが、位置天文情報は像合成に必要な情報とは別途のものとして取り扱われることが検討されてきた。しかし、光赤外位置天文の手法同様に電波源位置計測においても、観測装置起因のジビリティ較正項、地球物理学的パラメータ（プレート運動による観測局の移動、大気による超過遅延残差）そして天体位置情報のパラメータを同時に解くことを検討すべきかもしれない。

さらに、輝度中心（光学中心）を天体位置の指標としていているところに、光赤外及び電波位置天文共に大きな課題が残っている。もしこれが天体の重心とずれている場合、モデル化誤差が発生する。連星系、重力レンズ効果を受けた星などは、統計的に検出して、座標系構築に用いる星からはじく必要がある。観測数 N を増やした時に推定残差が \sqrt{N} に反比例して減ってゆかない場合は、何らかのモデル化誤差が存在することが予想される。また、例えば超巨星は半径が 1AU 程度に及ぶものもあるが、この巨星の表面に黒点があれば、これもバイアス要因となる。このような天体由来の誤差要因について、メーザー源位置計測では既にその問題による影響が確認されている（例えば Asaki et al. 2014）。個々のメーザー源は多数のメーザースポット群から成り立っている。メーザー源の輝度分布から $10 \mu\text{as}$ の精度で星の中心を正しく推定しているのはまず不可能である。従って通常は、個々のメーザースポット毎に位置計測を行う。しかし、年周視差は複数スポットの動きを考慮したモデルフィティングによって高精度で求められるが、メーザー源 (= 星) そのものの固有運動を精度良く求めるためには、メーザースポット群の三次元速度場を正確にモデル化してそれを解かなければならない。さらに個々のスポットについても理想的な点源ではなく、形状が長期間安定しているものを選んで年周視差計測に利用しなければならない。一方、パル

サーや YSO からの非熱的放射は、点状にしか見えない星の本体から非常に近い場所からのスポット状放射なので、一般相対論的効果が存在しても天体が孤立していれば、このような影響を無視することができる。

7.2.4 長波長帯における高精度天体位置計測の実現性

電波像上の信号-雑音比を向上させればより高い天体位置計測が実現するはずだが、複数メーザースポットが同一 VLBI ビームに入る場合やリモート局数の数が限られている場合はその比は画像上の dynamic range によって制限される。より多くの天体について測量するためには、個々の天体の観測時間も短く制限しなければならない。従って、達成できる dynamic range⁷やメーザースポット群の構造による位置計測への影響の大きさは、シミュレーションによる詳細な予測が必要である。

この様なシミュレーションは、例えば、ARIS (Astronomical Radio Interferometry Simulator, Asaki et al. 2007) が擬似的に生成する VLBI ビジビリティから VLBI 像合成のデモを行うことによって進められている (例えば Rioja et al. 2017)。2019 年 10 月に開催された会合⁸ における討論では、Maria Rioja 氏が実現可能な電波源位置計測の精度の評価についてまとめている。それによると、SKA1 時代において、電離層や水蒸気による位相揺らぎに対するほぼ完璧なデータ較正は可能であるが、1 GHz 付近は角分解能と感度の制約の為にこの精度が数マイクロ秒角に制限され、1 マイクロ秒角の精度が達成できるのは 5 GHz 以上の高周波数側と予測している。

7.2.5 測量用較正電波源

前述の通り、低周波数バンドでの高精度測量では、測量目的天体と同じ望遠鏡視野に参照電波源が見えることが必須となる。既存の VLBI データ較正・位置参照用電波源のリスト⁹を参考にして、測量目的天体のすぐ近くにこのような参照電波源がどのくらい存在するのか推定ができる。式 7.2 によれば、1 mJy 程度の電波源が SKA1 では参照電波源として用いることができる。

図 7.4 及び 7.5 から、1 mJy 以上の参照電波源の全天における総数を大雑把に推定できる。QSO などの Radio Loud な天体の総個数の推定 Godfrey, Bignall, & Tingay (2011) (図 7.5) で、フラックス密度に対する度数頻度傾斜が得られている。これを採用して、精力的に電波源探査が進んでいる北天 (赤緯 -30° 以北) の電波源に対して、累積度数頻度を 1 mJy の方へ外挿することによって参照電波源の総数を推定した (図 7.6)。その結果、S 帯 (2.2 GHz) と X 帯 (8.4 GHz) とで全天にわたってそれぞれ約 160 000 個と 130 000 個の参照電波源が存在し、SKA アンテナ視野 (それぞれ 0.75 平方度、0.016 平方度) 当たり約 2.9 個と 0.05 個存在すると算出された。これは、Band 2 では何時でも測量目的天体と同じ望遠鏡視野に複数の参照電波源が見えることを意味する。Band 5 では、SKA1 の間はアンテナ視野をコヒーレンス時間以内に切り替える必要があることを示唆する。

SKA1 では SKA コア局しか新規建設されないのので、既存電波望遠鏡と組み合わせて VLBI 観測を行うことになる。大口径ほど感度が上がり、測量対象天体のより近くに参照電波源が見つかり易くなるはずだが、代わりに視野が狭くなって測量対象天体と同一視野に入る参照電波源数も減ってしまう。

⁷画像上の輝度ピークのサイドローブなどを含む雑音に対する比。

⁸SKA-VLBI Key Science Projects and Operations Workshop, on 2019 October 14–17
URL: <https://indico.skatelescope.org/event/539/>

⁹Leonid Petrov 氏管理の HP、<http://astrogeo.org>

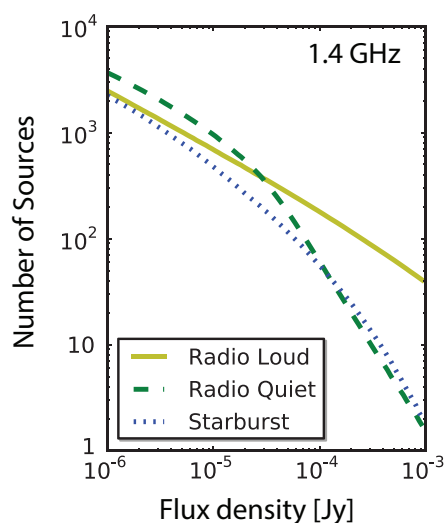


図 7.5: SKA アンテナの視野に入る推定電波源数 (Godfrey, Bignall, & Tingay, 2011)。QSO を含む Radio Loud 源の度数頻度傾斜 ($N \propto S_\nu^{-0.9}$) を参考に、VLBI 参照電波源の個数を推定する。

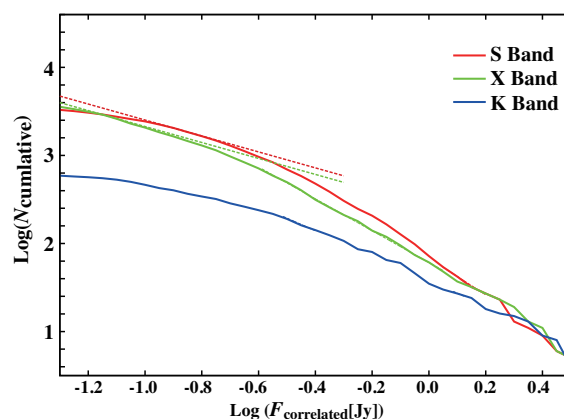


図 7.6: 2014 年 12 月時点で登録されている赤緯 -30° 以北の VLBI データ較正・位置参照用電波源の累積度数分布。点線は図 7.4 の度数頻度傾斜と同じ傾斜を示し、それを使った外挿点から 1 mJy ($\text{Log } F_{\text{correlated}}[\text{Jy}] = -3$) よりも明るい電波源の総数を推定する。

実際に参照電波源として利用する為には、天球基準座標系内での正確な位置 ($\sigma < 1 \text{ mas}$) が必要である。微弱な参照電波源については、当初その座標が正確には分からないが、既知の QSO との相対位置の計測が進めば座標の精度が向上するはずである。ちなみに、天球座標系を構築する明るい QSO の位置精度は $10 \mu\text{as}$ に達する。

7.2.6 天球電波座標系

現在、HIPPARCOS 座標系と国際天球座標系 (ICRF) との整合性の精度は 0.5 mas 程度 (Feissel & Mignard, 1998) であり、また観測時期によってその値も異なる。光赤外位置天文では Gaia が、電波では VERA や EVN が $10 \mu\text{as}$ の精度で天体位置計測を進めてそれぞれ位置天文カタログを構築している。今後、これらカタログに共通に含まれる天体については数 μas 程度の精度で一致させることが、目標の 1 つとして考えられる。しかし、 $10 \mu\text{as}$ の精度では QSO はもはや不動点ではない。電波源の輝度中心が必ずしも重心と一致するとは限らない。またその構造に変化があれば、輝度中心は動くことになる (Bourda et al., 2008)。また電波の波長によっても、光学的厚みの違いによって AGN ジェットの見える場所が異なる (「コア・シフト」効果, Hada et al. 2011)。Gaia では、50 万個の QSO から統計的に $0.3 \mu\text{as yr}^{-1}$ の無回転座標を得ることを計画しているが、このような多数の QSO による統計処理、あるいは QSO を構成するジェットの構造に立ち立った精密なモデル化をしなければ、QSO を不動点として座標を構築することはできない (7.3.5 節の銀河光行差も参照のこと)。

7.3 国際 SKA のサイエンス

国際 SKA 研究者コミュニティが SKA による天体位置計測に基づくサイエンスの検討を深めている場合は、当初主に Pulsar Science Team に限られていた。VLBI コミュニティによるこの方面に

ついでの本格的検討は、Godfrey, Bignall, & Tingay (2011) による提案によって始まったと言える。その後、SKAによる電波源測量に基づくサイエンスについての議論が2014年5月に行われ¹⁰、その成果の一部がSKA Science Bookにまとめられている (Green et al., 2015)。これらの議論では、現行のVLBI測量プロジェクト (VERA, VLBA, EVN, LBA) での成果を踏まえているので、この節でこれらについても概観しておく (例えば、Reid & Honma 2014)。また日本においても、Godfrey, Bignall, & Tingay (2011) 以前から幾つかの重要課題が提唱されているので、この章で整理しておく。さらに、高精度天球基準座標系の構築 (第7.2.6節) の副産物として、幾つかの重要な科学的課題へのアプローチが考えられることにも触れておきたい。さらに最近、先述の2019年10月に行われた会合では、SKA-VLBIに特化したKey Science Projectsの案について議論しているが、その中に、突発天体に対するVLBI撮像及び位置特定についての議論も注目に値する。

7.3.1 パルサーに対する年周視差・固有運動計測

パルサーによる科学研究の詳細は、第5章で既に取り扱われている。ここでは主に、10 nsの精度でパルス到達時間の周期 (pulse times-of-arrival, TOAs) を計測し (パルサータイミング)、そこから展開される科学的課題について論じられている。100 000個程度のパルサーの検出と10 000個程度のパルサー位置計測がなされることが期待されている。

ここで特筆したいのは以下の2点である。1つは、パルサータイミングだけではパルサーの絶対座標及び固有運動が求まらないという点である¹¹。パルサーに関するほとんどのパラメータはTOAsの時間変動計測に基づいているが、電離した星間物質の中をパルサーが移動する時に発生するパルスの広がりやパルス強度の変調の詳細を明らかにするためには、パルスの固有運動の情報が必要である。またそれらの把握は、パルサータイミングを利用した長周期重力波の検出の精度を向上させるものと期待されている。そのため、VLBI観測に基づく固有運動の直接計測は重要な課題である。

もう1つは、パルサータイミングの年周変動を利用すると、撮像を通じた電波源位置計測よりも高精度で年周視差を計測できるが (Smits et al., 2011)、10年未満の計測期間の場合は (VLBI観測による) 撮像に基づく手法の方が精度が高く、より短時間でより多くのパルサーを測量対象にすることができることである。年周視差変動のピークになる期間だけ位置計測をすれば済むので、観測所要時間も遥かに短くて済む。天の川銀河内の多数メーザー源との位置比較 (第7.3.2節) を行うのであれば、この手法が重宝されるべきであろう。

7.3.2 天の川渦状腕内部の詳細構造

VERA, VLBA, EVNなどを使った年周視差と永年固有運動の計測が、主にCH₃OH (6.7 GHz, 12.2 GHz) 及びH₂Oメーザー源に対して2000年代以降系統的に行われている。その結果、天の川銀河の内部構造の動力学的研究が飛躍的に進んだ。その概要はReid & Honma (2014) にまとめられている。これらのメーザー源の大部分は、可視光で明るく見えるOB型星のすぐ近傍にある大質量星形成領域に付随しており、天の川銀河の骨格を成す薄い円盤に付随しつつ、かつ渦状腕の形状の良い指標とされている (図7.8)。上記VLBI計測が一通り目処がつく2020年頃までには、1000

¹⁰Lorentz Center Workshop — Galactic Science with the SKA & Its Pathfinders —, on 2014 May 19–23
URL: <http://www.lorentzcenter.nl/lc/web/2014/631/info.php3?wsid=631&venue=Oort>

¹¹パルサーの固有運動計測法が開発されている (Hobbs et al., 2003) が、この手法と独立して直接測定する必要もある。

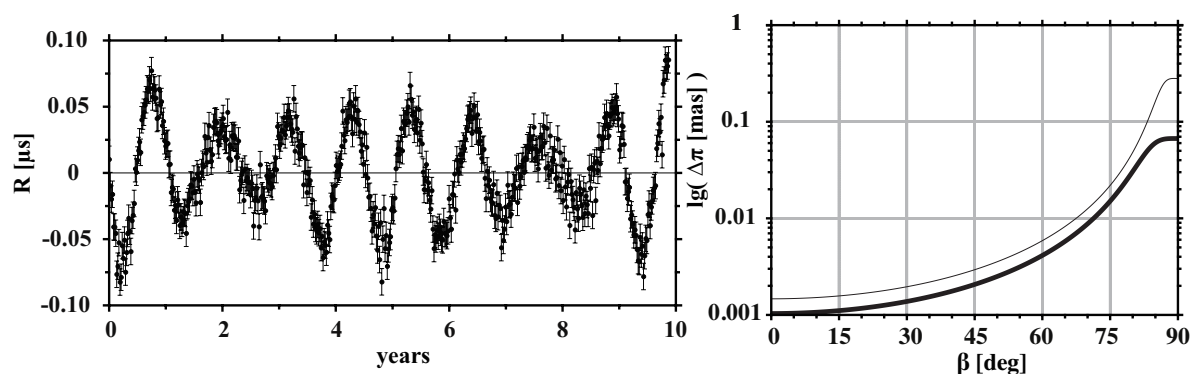


図 7.7: パルサータイミングに対するシミュレーション (Smits et al., 2011)。左図: 黄道座標の極方向で 200 pc 先にあるパルサーに対する疑似データ。SKA で期待される $\sigma \approx 10$ ns の誤差を挿入している。固有運動による直線的な TOA 残差を差し引いた残りがここで表示されているが、年周視差による 1 年周期の変調が見られる。右図: 様々な黄緯にあるパルサーに対して期待される年周視差決定精度。細線と太線はそれぞれ 5 年間、10 年間のパルサータイミングの結果を示す (タイミング観測は 2 週間間隔)。

天体程度の測量が完了し、天の川銀河の構造を決定付ける基本的な要素が正確に把握されるだろう。最も基本的な物理量である天の川中心-太陽系間の距離 R_0 や太陽系における銀河回転速度 Θ_0 が 1% の精度で推定され、渦状腕の形状、特に、はっきりと存在する腕の数や各腕における真円に対するピッチ角、などが精度良く推定されるだろう。さらに、 $R \leq 15$ kpc にわたる外縁までの銀河回転曲線と、その半径内での銀河質量分布も正確に把握されるはずである。

このような状況から次の段階へと進む事が期待される SKA 時代における天の川銀河の研究では、以下の課題が重要になるだろう。

天の川銀河南天域にわたる基本的構造の把握 現在のメーザー源位置計測のほとんどでは、北半球にある VLBI 装置を使って北天を重点に測量が行われている。視野や技術的境界のため、天の川銀河中心方向の年周視差測量までは可能だが、銀河中心の向こう側の広大な領域がほぼ手付かずに残っている。南半球に展開される SKA では、南天で銀河中心の向こう側にも手が届くようになる。これにより、この方面での腕構造の様子や、銀河中心に存在する Sgr A* に対する銀河全体の軸対称性が把握できるだろう。これは、天の川銀河基本物理量に対する系統的誤差を減じ、さらなる高精度推定につながるものである。

Spiral arm tomography 渦状腕の形成と形状維持については、長らく「密度波理論」が提唱されてきた (Lin & Shu, 1964)。渦状腕が星の銀河回転と共に移動していくのではなく、同じ場所で定常的に「密度波」が立ってそこをガスが通過するたびに星形成が生じるという考え方である。一方で最近、渦状腕は定常的な存在でなく、局所的な重力ポテンシャルの溝が銀河円盤内であちこちできてそこに渦状腕が発達するというモデルも提唱されている (Baba et al., 2009)。銀河回転曲線は図 7.9 のように与えられているが、密度波理論と組み合わせて考えた場合、(剛体回転すると予想される) 渦状腕の形状パターン速度 Ω_p と星・ガスの回転速度 Θ が一致する銀河半径 (corotation radius, R_{cr}) よりも銀河中心側 ($R < R_{cr}$) ではパターン移動方向の上流から下流、外縁側 ($R > R_{cr}$) では下流から上流に向かってガスが流れ込むことになる。この順序で星がない分子ガス雲、若い

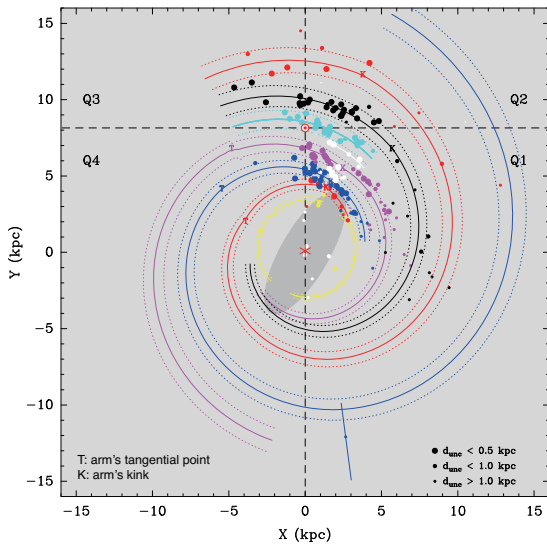


図 7.8: VLBI を使った測量で求められた天の川銀河円盤内のメーザー源の分布 (Reid et al. 2019 を改変)。色付実線は渦状腕の形状を表し、異なる色がそれぞれ異なる渦状腕への所属を示す。

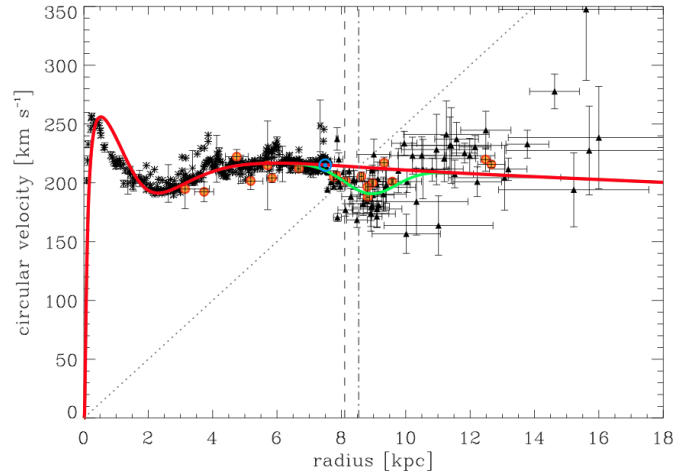


図 7.9: 天の川銀河の回転曲線 (赤線) と渦状腕の形状パターン速度 (斜め点線) (Barros et al., 2013)。緑線は、ペルセウス腕と局部腕の間の密度ギャップを仮定した際にそれが作り出す回転曲線の凹みを示す。2つの縦破線は Corotation radius の推定値を示す。

星形成領域、発達した星団などが見られるはずである。現在の VLBI 測量では kpc を超えるスケールについては若い星形成領域の分布しか把握できない。しかし、SKA1 との VLBI 観測では、近傍星形成領域の前主系列星に対する VLBI 測量 (e.g. Loinard 2013) の手法が kpc スケールにまで拡張されることが期待される。また、非熱的放射を利用して OB 型星を中心に他の進化段階にある星についても測距が可能になるはずである。このように直接測量される天体に加えて、HII 領域など、運動学的方法でしか距離を推定できない天体についても、より正確に距離推定が可能となる。これらの天体とほぼ同じ方向に見えて測量された複数の天体に対して、手前あるいは奥に存在するかどうかについて、電波スペクトル線 (再結合線など) の輝線・吸収線の有無によって判別ができるようになるのである。渦状腕中の進化段階毎の星々の分布の系列を判別するためには、天体距離推定誤差 σ_D に対して以下の条件を満たす必要がある。

$$|\Theta - \Omega_p R| \times t_{\text{evolve}} > \sigma_D \quad (7.4)$$

ここで t_{evolve} は、星が主系列星になる前に測量可能な電波を放射する期間である。CH₃OH/H₂O メーザー源だけを考えた場合、 $t_{\text{evolve}} \leq 10^6 \text{ yr}$ 程度で、 $|\Theta - \Omega_p| \sim 20 \text{ km s}^{-1}$ 程度であれば式 7.4 左辺は 20 pc 程度となる。これは、2 kpc 先で 1% 程度の精度で天体距離を推定できれば、上記のような分布系列を把握できることになる。SKA では後述する OH メーザー源や HII 領域の距離推定も多数実施できるはずで、このようなトモグラフィー的な手法が実現することが期待される。

7.3.3 OH メーザー源に対する位置計測と天の川銀河全体の構造の把握

SKA の観測周波数範囲には多数の OH メーザー輝線が含まれる。代表的な明るい輝線は、1612, 1665, 1667 (以上 Band 2), 6031, 6035, 13341 (以上 Band 5) MHz に存在する。その中でも、主に AGB (漸近巨星枝) 及び後 AGB 星に付随する 1612 MHz メーザーと主に大質量星形成領域に

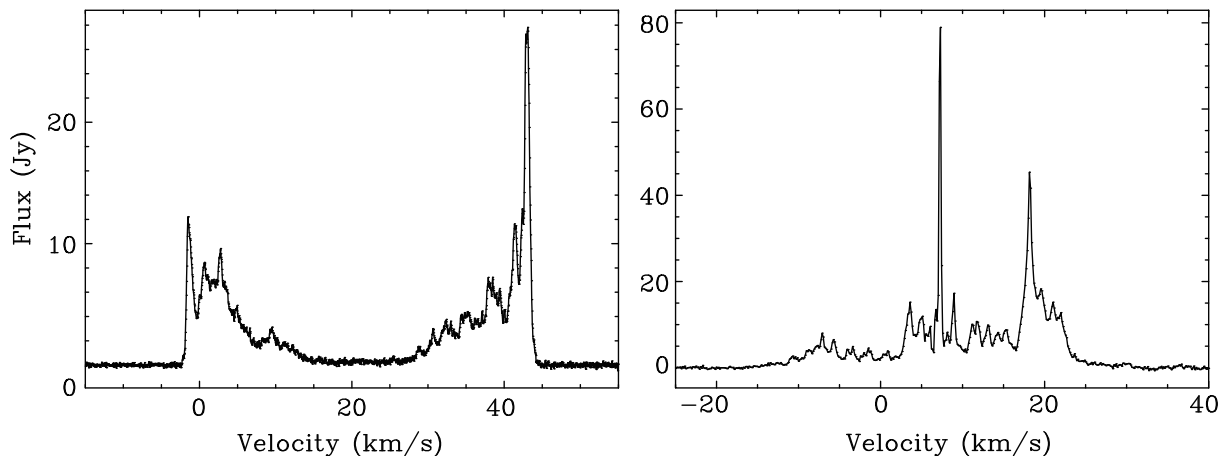


図 7.10: 典型的な OH メーザーのスペクトル (Etoka et al. 2015 より抜粋)。左図: 長周期変光星 OH 16.1-0.2 に見られる 1612 MHz メーザー。右図: 星形成領域 Orion KL に見られる 1665 MHz メーザー。

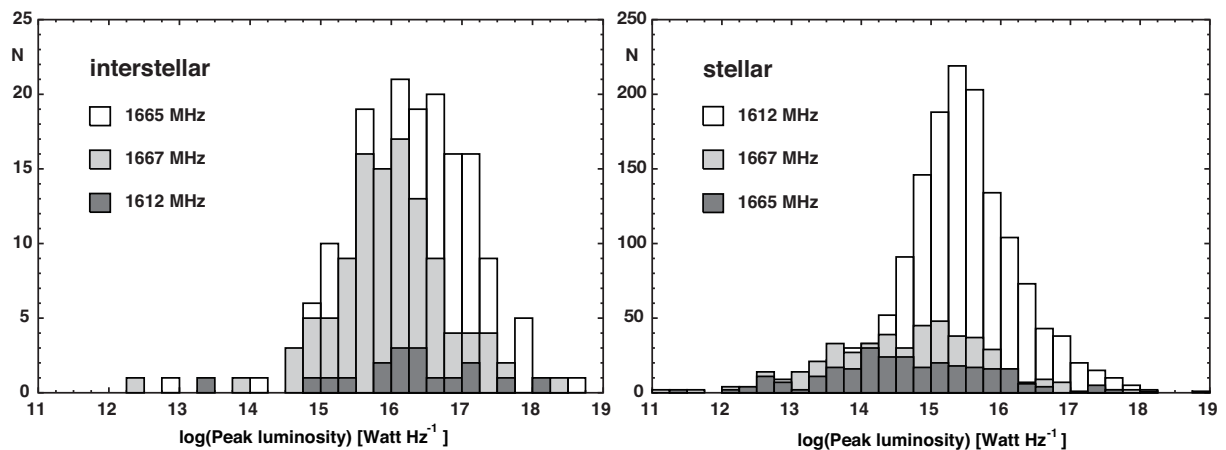


図 7.11: 既知の OH メーザー源から導出された OH メーザー光度関数 (Etoka et al. 2015 より抜粋)。左図、右図それぞれは、星形成領域及び進化末期星に付随する OH メーザー源のものを表す。

付随する 1665, 1667 MHz メーザー、一部の超新星残骸に見られる 1720 MHz OH メーザーの探査が精力的に行われてきた。1612 MHz 及び 1665 MHz OH メーザーで典型的に見られるスペクトルを図 7.10 に示す。前者のスペクトルは基本的にはダブルピークを示し、そこから、ほぼ球対称に放射状に一定速度で膨張する星周ガス縁の外縁部にメーザー放射源が付随することが伺える。一方後者のスペクトルは、メーザー放射視線速度範囲の中央付近に見られる複数の鋭いピーク以外にも多数のピークが見られ、生まれたての大質量星からの星風やそれ周辺ガス雲との相互作用が見られる領域など、星形成領域の広い範囲にメーザー放射領域が存在することが伺える。

このような OH メーザー源の VLBI 観測は、 H_2O 、 CH_3OH メーザーのものと並んで、星形成過程や恒星質量放出に関わる星間、星周ガスの三次元運動の把握につながる重要な手法である。また、年周視差や固有運動の測定対象にもなる。 H_2O 、 CH_3OH メーザー源は主に天の川銀河の「薄い円盤」に集中しているのに対し (第 7.3.2 節)、AGB/後 AGB 星に付随する星周 OH メーザー源は厚い円盤やバルジ、少数であろうがハロー (特に球状星団) にも広く存在するはずである。測量対象の数も一気に 1-2 桁増え、星間 OH メーザー源測量によって天の川銀河の骨格の把握に大き

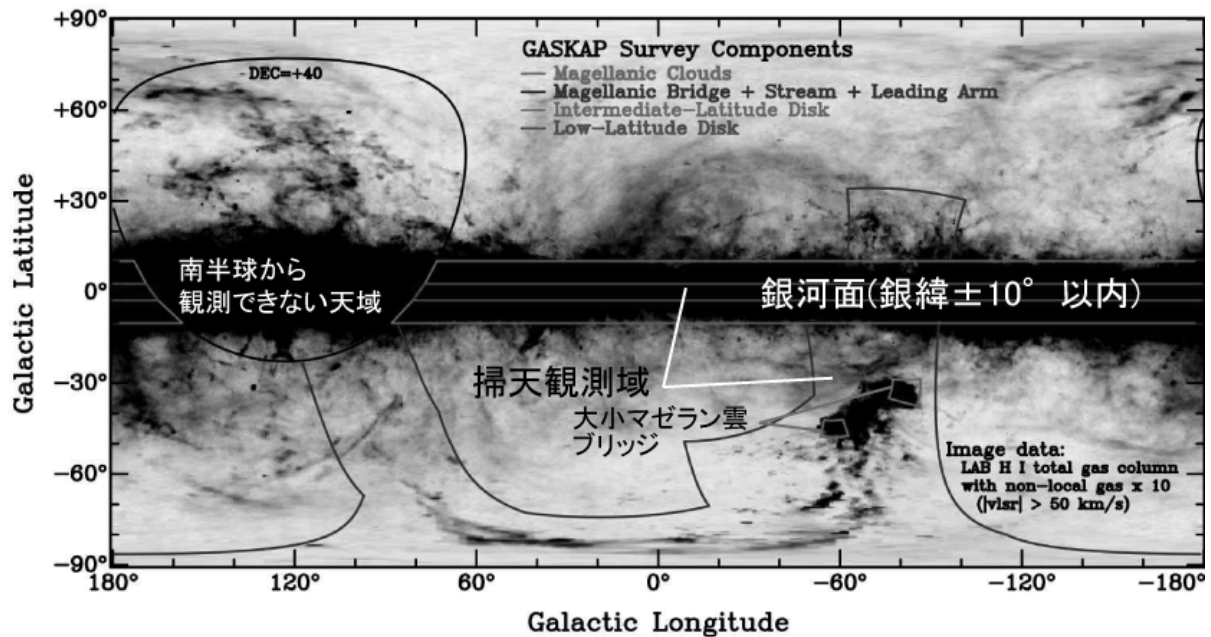


図 7.12: 銀河座標系上での GASKAP の掃天範囲 (Dickey et al., 2013)。背景の灰色像は角分解能約 600" の掃天観測で得られた HI 輝線の輝度分布 (Kalberla et al., 2010)。天の川銀河のバルジやハローはあまり含まれていないが、大小マゼラン銀河を含む広大な範囲が含まれる。

く寄与するだけでなく、星周 OH メーザー源測量によって天の川銀河全体の力学構造の把握につながると期待される。後者によるメーザー源の距離と固有運動の計測は同時に、恒星から放出された物質が天の川銀河のどの範囲までにどの程度届くのかを把握することになるのである。天の川銀河における恒星-星間空間における物質循環は、従来定性的に述べられていたに過ぎないが、このような測定が物質循環の定量的評価へと研究の質を変貌させることになるはずである。

1612 MHz 及び 1665 MHz OH メーザーの光度関数 (図 7.11) は、約 5000 個に及ぶ OH メーザー源データベース (Engels et al., 2012) から導出されている Etoke et al. (2015)。星間 (1665 MHz) 及び星周 (1612 MHz) OH メーザー源サンプルの光度関数はそれぞれ $L_\nu = 10^{16} \text{ W Hz}^{-1}$ 、 $2 \times 10^{15} \text{ W Hz}^{-1}$ にピークを持ち、比較的単純なガウス型になっている。星周 1612 MHz OH メーザー源の光度関数ピークは、天の川銀河中心の距離 ($D \approx 8.3 \text{ kpc}$) で 1 Jy 程度に対応する。

Etoke et al. (2015) の試算によると、計画が中止となったが広視野を持つ SKA1-survey を用いれば、 $10\text{-}\sigma \sim 4 \text{ mJy}$ の検出感度ならば 143 時間の積分で全天掃天観測を完了でき、天の川銀河系外縁部のさらに微弱なメーザー源 (1 mJy 程度) の探査も 53 時間程度で完了できる。大小マゼラン雲全域にわたる探査 ($10\text{-}\sigma \sim 0.1 \text{ mJy}$) には 2275 時間掛かるが、現実的な数値であろう。それ以遠の銀河に対する探査の場合は、視野が限られるが SKA1-MID を使うことになる。M33 の 1 平方度内を $10\text{-}\sigma \sim 0.05 \text{ mJy}$ で探査するのに、160 時間を要すると予想されている。2020 年から本格掃天観測が予定されている GASKAP (Galactic ASKAP Spectral Line Survey)(Dickey et al., 2013) (図 7.12) では、天の川銀河面や大小マゼラン雲の広域をカバーする深い掃天観測が行われる。その探査では、検出される OH メーザー源の数は既知のメーザー源の数の 2 倍になると予想されている。しかし、OH メーザー源の光度関数が低光度側に伸びていけば、この予想を大きくはずれてより多数のメーザー源が検出されると期待される。検出された 10 mJy 以上のメーザー源は、空間的に広がったものでない限り、全てが SKA1 による測量対象になる。

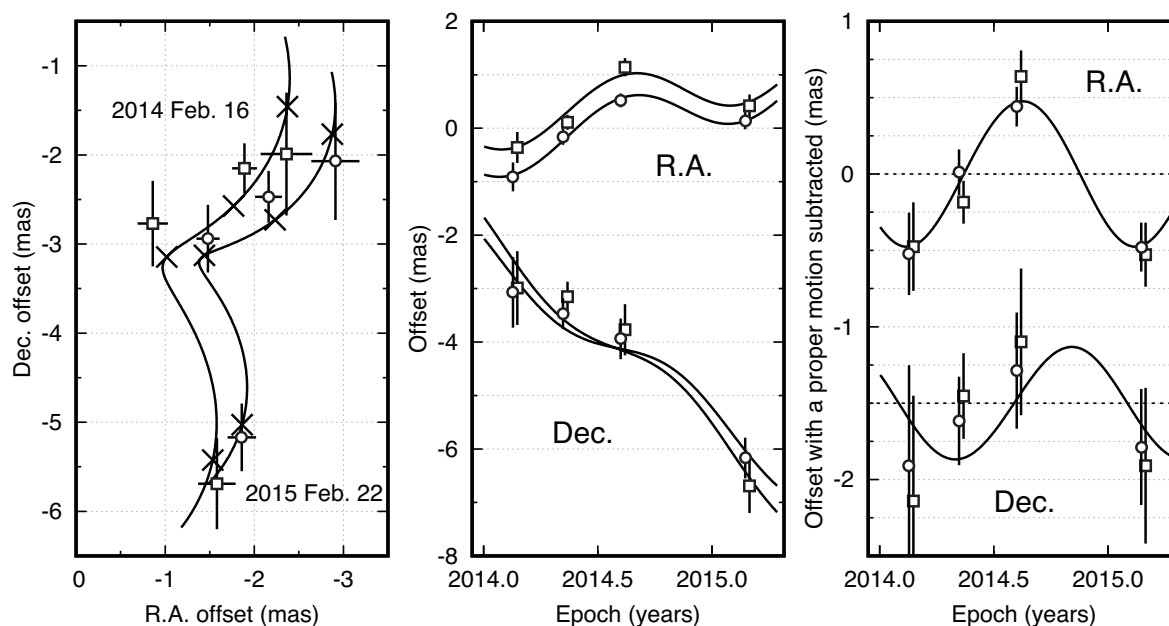


図 7.13: VLBA を使った 1612 MHz OH メーザー源 (OH 138.0+7.2) に対する年周視差計測。(Orosz et al., 2017) の図を改変。

現状では、OH メーザー源の年周視差計測に関する論文は 4 編しか存在しない (van Langevelde et al., 2000; Vlemmings et al., 2003; Vlemmings & van Langevelde, 2007; Orosz et al., 2017)。十分な角分解能を得ることが難しい上に、多くのメーザースポットが空間的に広がっている (Imai et al., 2013b,c)。OH メーザー源に対する高精度測量には、十分に長い VLBI 基線 (>3000 km) に加えて短基線も必要で、非常に高い信号-雑音比 ($R_{SN} \gg 100$) を得ると共に、正確な電離層補正が必須である。現状では 100 マイクロ秒角台の精度を実現している (Orosz et al., 2017) が、観測手法の最適化とより適切な望遠鏡配置により上述 (7.2.4 節) 通りこの精度はさらに 1 桁改善できるはずである。

SKA1 と周辺 3000 km 以内の望遠鏡を組み合わせた測量の対象となる OH メーザー源は 400 mJy (10 分積分で 100- σ) より明るいものに限定される。この明るさは丁度 SPLASH (Southern Parkes Large Area Survey in Hydroxyl) (Dawson et al., 2014; Qiao et al., 2020) で同定されたメーザー源の明るさに対応する。このような明るいメーザー源は天の川銀河面全体で約 5000 個程度存在する。これだけでも、VERA による測量対象 H_2O メーザー源の 20 倍の数にも及ぶ。ちなみに、現存する天の川銀河中にあって検出可能な ($S_\nu \geq 10$ mJy) OH メーザー源は、銀河面に存在するもの (約 18 000 個、Uno et al. 2020) とバルジや高銀緯のものも含めると、30 000 個弱だと予想される。

7.3.4 局所銀河群 (The Local Group) 中銀河の固有運動

マゼラン雲や M31 (アンドロメダ銀河) も含めて、天の川銀河は局所銀河群 (以下 LG) のメンバーとなっている。宇宙膨張を振り切って重力収縮し LG が形成されていくので、LG メンバー銀河、特に天の川銀河と M31 の相対的な直交速度は全エネルギー密度パラメータ Ω_0 (下添字のゼロは現在の値を意味する) に依存すると示唆されている (Peebles, 1990, 1994)。また、天の川銀河と M31 が作るダークハローの中をこれらの LG メンバー銀河が周回しており、これら銀河の軌道と形状の進化はダークハローの密度分布に依存する (Mayer et al., 2001)。このように、M31 や LG

メンバー銀河について天の川銀河に対する三次元相対運動を把握できれば、宇宙論パラメータやダークハロー密度分布の推定を通して、LGがどのような動力学構造をしているかを定めることができ、そのメンバー銀河の力学進化を理解することにつながる。しかし、視線方向の速度はドップラー効果の観測から容易に導かれる一方、視線に垂直な方向の固有運動はとても微小な値になるので、挑戦的な天体位置計測となる。

最近、HST観測に基づいたM31の固有運動測定が行われた(Sohn et al., 2012; van der Marel et al., 2012a,b)。参照天体としては、M31の背景にある多数の遠方銀河を用い、実質静止しているこれらの背景銀河のHSTイメージに対して、M31のハロー、円盤の外側、ストリームの3つのフィールドにある恒星系の微小な動きを、5年から7年の時間差がある2つの時刻で測定した。各フィールドで得られた固有運動の重み付き平均は、M31の西と北方向へ $(42.2 \pm 12.3, 30.9 \pm 11.7) \mu\text{as yr}^{-1}$ であった。これからM31の銀河系方向に垂直な方向の速度は、(銀河系の回転速度や太陽位置と運動の値を与えた上で) $V_{\text{tan}} = 17.0 \text{ km s}^{-1}$ (1σ の範囲では $V_{\text{tan}} < 34.3 \text{ km s}^{-1}$)となった。この結果は、M31がほぼ直線軌道に近い形で銀河系に近づくような運動をしていることを示唆しており、今から40億年後には両者が合体する可能性が出てきた。

この観測結果は大きな反響があったが、M31の横断速度決定には依然不定性が残る。一つは固有運動測定そのものがあり、HSTの狭い観測視野で設定された個別の観測フィールドでは、各恒星の固有運動のばらつきが大きく、しかも(マゼラン雲の固有運動観測でも見られる振る舞いであるが)観測時刻を2回より多くすると固有運動値が無視できない系統変化を示す。また、M31自体の内部運動(回転、速度分散とその空間依存性)の補正が全く十分ではなく、このためにはもっと多くの観測フィールドを設定してやらねばならない。M31の横断速度決定の二つ目の不定性は、やはり我が銀河系そのものの回転速度や太陽位置と運動速度の評価にある。

Gaia DR2の結果(van der Marel et al., 2019)によると、上記固有運動は $(65 \pm 18, 57 \pm 15) \mu\text{as yr}^{-1}$ となっており、精度の改善が見られない。現在HSTだけでなく、 H_2O や CH_3OH のメーザー源を標準光源としたLG銀河の固有運動の検出への挑戦が続いている。M33($D \approx 800 \text{ kpc}$)では H_2O メーザー源を利用した固有運動 $\mu \sim 30 \mu\text{as yr}^{-1}$ の検出に成功している(Brunthaler et al., 2005)。LGでは天の川銀河と双壁を成すM31についても、最近 CH_3OH (Sjouwerman et al., 2010)や H_2O メーザー源(Darling, 2011)が発見されてからその固有運動計測が開始されている。従って、SKAによってこれらのメーザー源を銀河の広い領域でかつ多数回に渡るアストロメトリ観測を遂行することにより、LG銀河の正確な横断速度を決定することが可能となる。また、SKA2の時代になると想定されるが、前節のように検出されたOHメーザー源も測量対象になり得る。

7.3.5 高精度天球基準座標系構築で生み出されるサイエンス

天球基準座標系を構築する多数の位置参照電波源の位置を高精度で長期観測すれば、限られた天体数の位置計測では同定できなかった微小な位置変化をもたらす現象を捉えることができるようになる。

銀河光行差 銀河系の太陽位置における回転速度の値は、これまで多く議論されてきたにも関わらず、まだ収束した確定値になっていないのが現状である。その決定のためには、銀河系内の様々な場所にあるメーザー源の固有運動と距離を正確に測定し、それらを総合的に解析する方法が一般にとられている。一方、太陽自身は天の川銀河の中を重力に引かれて加速度運動をしているので、これにより遠方であって静止して見えるはずの系外電波源に見かけの固有運動が発生する。こ

これは secular aberration drift (永年光行差ドリフト) の効果によるもので、加速度中心に向かって収束し、その反対側から発散するようなダイポール型の固有運動パターンが得られる。これを「銀河光行差」と呼ぶことがある。

銀河光行差による正味の固有運動量 $\Delta\mu$ は、銀河回転の速度を V_c 、銀河系中心からの距離を R_0 、光速度を c とすると、 $\Delta\mu = V_c^2/R_0c$ となり、これはおおよそ $5 \mu\text{as yr}^{-1}$ 程度になる。しかも、この値は加速度だけに依存しているので、太陽のいわゆる非円運動の効果を考慮せずに独立に求めることができる。

最近の結果としては、Titov & Krásná (2018) は、約 4000 個の系外電波源に対して 1979.7 年から 2016.5 年にかけての位置の変化から固有運動パターンを求め、 $\Delta\mu = 5.2 \pm 0.2 \mu\text{as yr}^{-1}$ という値を導いた。また、固有運動パターンは赤経、赤緯が $(281^\circ \pm 3^\circ, -35^\circ \pm 3^\circ)$ 方向に向いている。今後、SKA によってさらに多数の系外銀河電波源に対する系統的な位置観測を長期に渡って遂行することが重要となる。これにより、太陽位置での天の川銀河加速度（そして軌道速度）から、太陽系-銀河系中心距離をこの値から正確に決めることができるだろう。

天体位置計測上のマイクロレンズ現象 可視光線測光観測では、手前の天体による重力レンズ効果によって背景の天体が一時的に増光される事例（測光的マイクロレンズ）が多く確認され、手前の天体の特徴（連星系や惑星の有無も含む）の把握に大いに応用されてきた。しかしレンズ天体は軽く、測光的マイクロレンズ現象は背景と手前の天体との離角が非常に小さくなければ測光観測では検出され辛く、 10^{-1}yr^{-1} の頻度程度となっている。

一方重力レンズ効果は、背景の天体の位置を一時的にずらすようにも働く。測光的マイクロレンズ現象は振幅が小さいが、レンズ天体と背景点源との離角が多少離れていても検出されることが期待される。例えば天の川銀河バルジ方向の天体個数密度では、 $10 \mu\text{as}$ 程度の効果ならば毎年 1 個の確率で ICRF 天体に対してレンズ効果が期待され、 $1 \mu\text{as}$ レベルの精度での天球座標系構築は難しいとされている (Hosokawa et al., 1997)。さらに、パルサーも含む電波星の周辺に惑星が存在してもこの効果が期待される。

7.4 日本が狙うサイエンス

この章の冒頭にも述べた通り、天文時空計測の分野における日本が SKA を用いて狙うサイエンスは、現在進行中の VERA や計画中の JASMINE が目指すサイエンスを基準に検討することが、ごく自然の流れである。天の川銀河の「局所部」から天の川銀河「系」へ、天の川銀河の「現在」から天の川銀河の「歴史」へ、局所的なものから大域的な天球座標系構築への貢献、等を想定することが求められる。また（SKA から見る事ができない一部北天を除く）全天球面における測量は、様々な研究分野とのシナジーを可能とする。その中で最も重要なシナジーは、既に述べたパルサー研究 (7.3.1 節) と突発天体研究 (7.4.6 節、一部 7.4.7 節) とのシナジーであると考えられる。

7.4.1 天の川銀河の薄い円盤と渦状腕のパターン速度の推定

この課題は既に 7.3.2 節で解説しているが、日本のコミュニティがこの課題で先頭を切るのであれば、SKA1 の完成を待たずに ASKAP や FAST を含むアジア太平洋地域で VLBI 観測網を展開し、広視野を活かした星間 OH メーザー源に対する測量を前面に押し出すことが考えられる。豪州と日本はほぼ同じ経度なので、JAXA 白田 64m 鏡や VERA (L バンド受信器搭載予定) などを利

用して南北に長い VLBI 基線を得ることができる。中国の上海 65m 鏡や FAST、インドの GMRT を含めれば、東西にも長くしかも極めて感度の高い VLBI 基線を獲得できる。

VERA をはじめ既存 VLBI 測量プロジェクトでは、2020 年頃までに北半球から見える約 500 天体の H_2O 、 SiO メーザー源の測量が完了すると想定されている。しかしその場合、渦状腕(いて座・局所・ペルセウス・外縁部腕) 1 本当たりのメーザー源多くても 100 天体程度に留まる。ペルセウス腕の奥行きを 1 kpc、北半球から見える長さを 45 kpc 程度と考え厚みを無視すると、1 kpc 四方の中にわずか 2-3 天体程度しかメーザー源が見当たらないことになる。50 pc メッシュ程度で測量データ点を得て、spiral arm tomography (7.3.2 節参照) の手法で 20 pc 程度のメッシュで星形成領域の奥行き方向の相対位置関係を把握することを目指すには、1 kpc 四方の中に 400 天体のメーザー源が必要になる試算になる。

一方、SKA2 の時代の mid-band における測量について考察してみる。測量の主体として 1.6 GHz 帯の OH メーザー源を考えた場合、15m 鏡 1000 台から成るコア局と 15m 鏡 36 台から成る 27 カ所のリモート局を実現させることにより、2015 年時点の VERA の感度 (H_2O メーザー源対象) に対して約 80 倍の基線感度と約 300 倍の検出感度を獲得することになる。ただし、10000 km の基線長を使っても角分解能が落ちることを考慮する必要がある。しかしそれでも、同じ 10 μs 程度の位置計測精度での測量ならば、VERA と同等の測量範囲を 1/90 の観測時間で完了する試算となる。視野が広いので、同時に複数のメーザー源が測量される可能性を考えると、もっと測量の効率が上がる。Spiral arm tomography のための測量を実施する場合、1 天体の測量に 30 分掛けて (2 年間掛けて 3 分間の観測を 10 回程度実施)¹²約 70 000 天体測量することが想定され、年間 240 時間掛けて 1000 天体ずつ測量して 7 年弱でデータ取得が完了できるはずである。

しかし SKA1 の時代では、他の距離推定手法も組み合わせた方法を開発する必要があるだろう。

7.4.2 天の川銀河の厚い円盤で見られる物質循環

進化末期星に付随する星周 OH メーザー源 (主に 1612 MHz 輝線) の銀河面垂直方向に沿った分布のスケール高度は約 250 pc (SPLASH (Dawson et al., 2014) 掃天域を ATCA で観測し直して取得したデータ (Qiao et al., 2020) に基づく (Uno et al., 2020)) であり、天の川銀河の薄い円盤 (スケール高度は約 100 pc) よりも厚いが厚い円盤 (約 1000 pc) のものよりもずっと薄いことが知られている。このように星周 OH メーザー源は、現在の天の川銀河における物質循環、特に恒星から放出された物質の星間空間への還元の主な担い手である中質量星 ($1 M_{\odot} \leq M_* \leq 8 M_{\odot}$) の分布を反映しており、現在激しく進化末期に差し掛かった星々からの大量物質放出の現場を反映する。

恒星からの大量物質放出の仕組みは、恒星物理学上重要であり、現在国内外で精力的に研究が進められている。ここで問題なのは、このように恒星から放出された物質が何処へ行くのか、どこまでまき散らされるのかということである。天の川銀河の厚い円盤まではほうり上げられるが、やがてマゼラン銀河など近傍の衛星銀河から降ってくる物質と混じって共にやがて再び天の川銀河に薄い円盤に降り積もるはずである。淡く広がった星間ガスを成すこれら物質の位置と三次元運動の把握は容易くないが、点源とみなせる星周 OH メーザー源については、それらの情報を VLBI 測量によって得られるはずである。天の川銀河の厚い円盤の天体位置計測は Gaia が計測対象とするはずだが、星周 OH メーザー源のように分厚い星周ガス縁に覆われて中心星の位置が把握し辛い星々については、電波位置計測に向いているのである。

¹²望遠鏡運用の効率を考えると、1 天体当たりの積分時間を極端に減らすことは好ましくない。より遠方まで測量することを考えた方が生産的である。ここでは 3 分間程度の積分時間を想定する。

7.4.3 天の川銀河バルジ

天の川銀河バルジには、その中心部に巨大ブラックホール (BH) が存在するが、こうした巨大 BH は銀河の中心部に不偏的に存在する。またバルジと巨大 BH の質量比が、バルジ質量 3 桁 ($10^9 - 10^{12} M_{\odot}$) に渡っておよそ 1000:1 となっている事が見出されており、バルジと巨大 BH は深く関係して形成、成長してきたと考えられる。従って、天の川銀河のバルジを理解するにあたり、その中心部にある巨大 BH も含めた理解が必要となる。この BH の形成や成長過程については、角運動量損失によるバルジから銀河中心部へのガスや星、中間質量 BH といった物質の輸送メカニズム、すなわち物質供給機構の物理的機構を解明する事が重要である。さらに銀河中心領域における分子雲 (Central Molecular Zone, CMZ) (図 7.13) 内部におけるガスの集中や星形成などの活動の理解も合わせて重要である。こうした角運動量の損失効果による物質供給機構は本質的にはバルジの力学構造、すなわち重力ポテンシャルによって決定づけられる。従って、天の川銀河中心領域における重力ポテンシャルを調べることは物質の供給機構の理解、引いてはバルジと巨大 BH の共進化を理解する上で必要不可欠である。

日本においては現在、VERA によるレーザー源位置天文が精力的に進められているが、天の川銀河中心方向の仰角が低い為に観測時間が限られること、撮像のために 1 観測当たり数時間を要することから、この方面にある位置計測が進められているレーザー源の数が非常に限られたもの (< 10) になっている。従って、SKA が南天測量を精力的に進められる装置になることが強く望まれる。

ところで、現在国立天文台を中心に開発が進められている赤外線による位置天文観測衛星 JASMINE は、こうした銀河中心領域のポテンシャルの解析を行うべくこの方向の星に対する高精度位置計測と恒星群の軌道解析を行う計画である。3 段階からなる JASMINE 計画のうち、第 2 段階にあたる小型 JASMINE (2019 年計画承認、2025 年頃衛星打ち上げ) の観測領域は、CMZ を含む図 7.14 に示す領域である。この領域においては、約 10^4 個のバルジ星 ($H_W < 11.5$ mag、ここで H_W バンドとは $1.1-1.7 \mu\text{m}$ の波長帯バンドを指す) の年周視差 ($\sigma_{\Pi} \approx 10-20 \mu\text{as}$) と固有運動 ($\sigma_{\mu} \approx 10-50 \mu\text{as yr}^{-1}$) の計測を行う。なおこの領域は Gaia ではほとんど観測できない領域である。また最終段階では、バルジ全領域にわたり約 10^7 個の星 ($K_W < 11$ mag) の測量を目指す。

これに対して SKA においては、バルジだけでなく星間減光が激しい銀河中心最近傍に存在する OH メーザー源が主要測量対象になる。バルジ方向には VLA 及び ALMA を使った精力的な SiO メーザー源の探索が進み、10 000 個を超えるレーザー源の同定を成し遂げている (Trapp et al., 2018; Stroh et al., 2019)。また銀河中心方向でも、 $K < 9$ mag ($H_W < 11.5$ mag) を持つ長周期変光星に多数の SiO メーザー源が見つかっている (Deguchi et al., 2004)。そのようなレーザー源には、0.5 Jy 程度の OH メーザー源が一部付随している (Sjouwerman et al., 1998; Blommaert et al., 1998)。一方 SKA1 では $S_{\nu} \geq 0.1$ Jy 程度の星周 OH メーザー源が高精度位置計測の対象になる。よって、この方面やバルジに付随する $K < 10.7$ mag の変光星が SKA1 での位置計測対象になり得る。バルジ方向では約 1000 個の SiO メーザー源が検出されており (Deguchi, 2007)、その約半分が OH メーザー源だと推定される (Imai et al., 2002)。星周 OH メーザー源の光度はその光度関数 (7.3 節) からほぼ一定と近似し、バルジ方向に一様に分布していると考ええると、SKA1 における位置計測の対象はバルジ方向で約 5600 天体に達すると推定される。測量天体数においては JASMINE のそれに比べて OH メーザー源のそれは遥かに小さいが、 H_W バンドで測量する小型 JASMINE のサンプル数に匹敵し、サンプルの大部分は小型 JASMINE と共通のものとなる。よって、電波・赤外線測量において共通の対象天体については、測量結果の整合性を確認して真の測量精度を把握することができる。

JASMINE と SKA とでは、測量対象の分布だけでなく主な測量対象となる恒星の質量分布が異



図 7.14: 銀河中心領域の分子雲 (Central Molecular Zone) (@NRAO)。

なるはずで、前者では中小質量の主系列星や AGB 星、後者では比較的大質量の AGB 星が主要対象になる。従って、これら 2 つの位置天文ミッションは空間的にも時間的（過去の星形成活動履歴の中で異なる年代に属する恒星群を成すという意味）にも相補的關係にあると考えられる。こうして、総合的に銀河中心領域のポテンシャルの解明を進める事が可能となるはずである。特に、OH メーザー源の一部が星形成領域に付随したものであることは特筆すべきことである。赤外線とも共通して観測できる天体及び SKA でのみ観測可能な天体とを合わせて、両者の運動を比較することができるだろう。そうすると、星自身の運動とガスの運動が同じなのか違うのか、もし違っていればその原因は何なのか、についての理解が進むはずである。

バルジ内の棒状構造においては、長軸方向が互いに異なる X 1 軌道と X 2 軌道が存在する。これら軌道に付随する恒星群が互いに影響しあって、銀河中心部への物質輸送に重要な役割を演じる事が想定されているため、星の軌道からそれらを理解する事が重要となっている (図 7.15)。

天の川銀河の力学構造は、棒状構造のサイズや偏平度、更には星の回転速度、中心コア半径、パターン速度といったパラメータでおよそ特徴づけられるが、そうした特徴を兼ね備えた銀河力学モデルを構築することが考えられる。また、その力学モデルからエネルギー E と角運動量 L を与えられると、その値における物質（星・ガス）の位相空間における質量の確率密度（位相分布関数 $f(E, L)$ ）を作成することができる。

その一方で、観測より得られる星の位置や運動のデータがモデルから作成された分布関数にできるだけ従うように各種、モデルパラメータを決定する。軌道の解析を行うのに都合が良いように以下のような数値計算を行う。まず、ポテンシャルを仮定し、そこにいくつかの粒子を走らせる。その走らせた粒子が作る密度分布から再現されるポテンシャルが初めに与えたポテンシャルに一致するように、各粒子の重みを調整する (Self-consistent model)。これを利用した数値シミュレーションを用いて、力学モデルの作成および小型 JASMINE の疑似観測データを作成し銀河系の各種パラメータを導出したところ、パラメータの値が 99.7% の信頼性で求められる事が確認されている。

Namekata et al. (2009) によれば、物質供給機構に関して内部バーが重要な役割を担っているが、その内部バーの強さにはあまり依らずパターン速度が $200 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ を超えると銀河中心領域への物質の供給がスムーズに効率的に行われる事が示されている。従ってパターン速度を定量的に求める事は物質供給機構の理解にとって非常に重要となる。以上、重力ポテンシャルを定める事は物質の供給が今後どの程度おこなわれるのかに定量的評価を与え、さらにポテンシャルが分かって

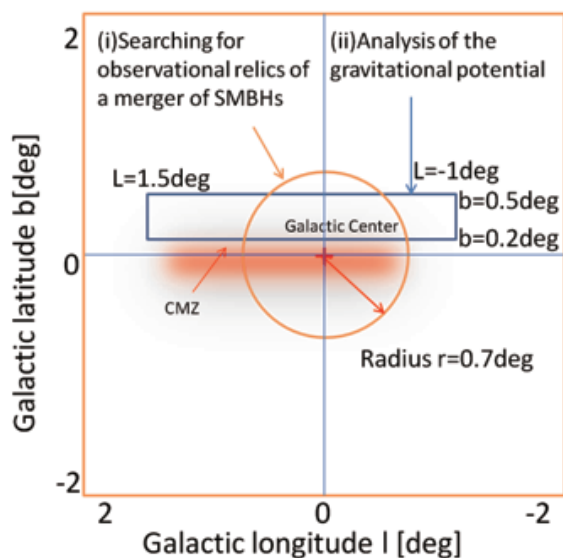


図 7.15: 赤外線位置天文観測衛星 小型 JASMINE の観測領域。

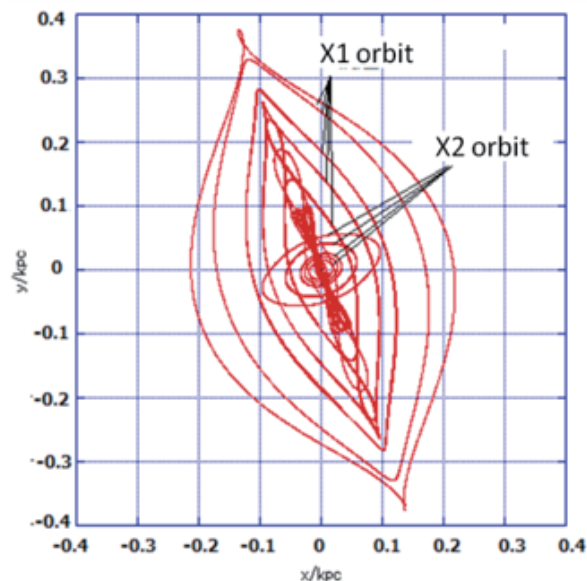


図 7.16: 銀河系中心領域における恒星軌道の様子。閉じる軌道（親軌道）のみ表示。

いる事でバルジの星の未来の運動が分かることになり、この先の未来の予測が可能となる。

7.4.4 天の川-マゼラン銀河系の力学進化と物質進化

7.3.4 節では、局所銀河群の力学構造について主に宇宙論的視点（特に宇宙の全エネルギー密度パラメータ）から論じている。一方、天の川銀河やその衛星銀河の形成史を論じる上では、局所銀河群を構成する銀河の中で特に大小マゼラン雲に特別注目することになる。

天の川銀河の2つの衛星銀河、大マゼラン (LMC) と小マゼラン (SMC) 銀河は、その星形成史、力学構造、ガス分布（図 7.17 右パネル）などにおいて非常に独特な特徴を持っており、その特徴は天の川銀河との相互作用によるものだと考えられている。さて、これら LMC と SMC はいったいどれくらい前に天の川銀河にたどり着いたのか？、またこれらの銀河はどれくらいの未来に天の川銀河に衝突し破壊されるのか（天の川銀河の成長に寄与するのか）？ SMC はいつどのように LMC に重力的に補足され対銀河になったのか？ Magellanic Stream（マゼラン流）はどのような物理過程を経て天の川銀河のハロー内に形成されたのか？ これらの疑問に答えるためには LMC と SMC の天の川銀河に対する3次元運動を正確に知る必要があり、そのためには以下に述べるように SKA を用い両マゼラン銀河の固有運動を精密に調べる必要がある。

LMC と SMC の天の川銀河に対する3次元軌道運動は1970年代から理論的に調べられるようになった。1970-1990年代においては、これら銀河の固有運動の観測データに基づきその軌道運動を調べるのではなく、マゼラン銀河システムの基本的特徴、例えばマゼラン流などを再現できる軌道運動のモデルを導出が行われていた。Gardiner & Noguchi (1996) によって提案されたマゼラン流形成モデルは、これら銀河は今から約2億年前と15億年前に激しい相互作用をし、その結果マゼラン流とマゼラニックブリッジが形成され得ることを示した。そのモデルによれば、これら銀河の天の川銀河中心に対する現在の速度はほぼ 300 km s^{-1} であり、これら銀河は少なくとも過去2回は天の川銀河のまわりを軌道運動したことになる。そのモデルのように、これら銀河が

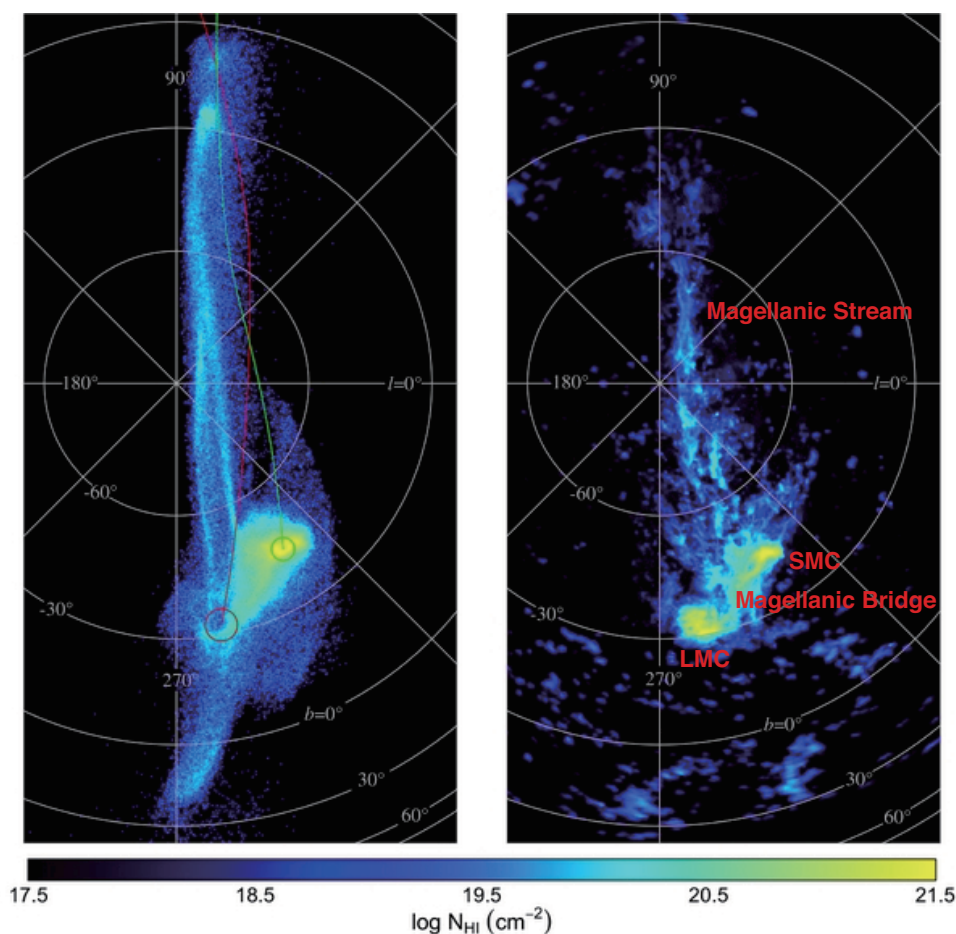


図 7.17: Diaz and Bekki (2012) によるマゼラン流のシミュレーションとその観測結果 (Putman et al., 2003) との比較。左図がシミュレーションによって得られた中性水素ガスの柱密度分布を示し、右図が観測結果を示している。シミュレーションモデルはバウンド軌道モデルに近く、過去三十億年にマゼラン銀河系は天の川銀河を 2 回まわっている。彼らのモデルでは、マゼラン流はその最初の周回運動の際、小マゼラン銀河からガスがはぎとられ形成されている。

比較的長い期間に渡って天の川銀河に束縛された軌道モデルを以下「バウンド軌道モデル」と呼ぶことにする。

Kallivayalil et al. (2006) はハッブル宇宙望遠鏡 (HST) を用いて LMC の 18 領域における多くの星の固有運動を調べた。その結果に基づき適当な天の川銀河の重力ポテンシャルのモデルを用いた LMC と SMC の軌道モデルの計算が行われ、LMC は現在天の川銀河に対して約 380 km s^{-1} の速さで軌道運動していることが示唆された。この値は、マゼラン流をよく再現するモデル (例えば図 7.17 左パネル参照) が予言する 300 km s^{-1} と大きな違いがある。またこの値は、その後いくつかの研究グループによる地上望遠鏡を用いて得られた値とも大きく異なっている。一体どの観測結果が真の固有運動の値に近いのであろうか？

LMC の天の川銀河に対する 3 次元軌道運動を知るためには、この銀河の重心の固有運動を知る必要がある。しかし、この重心の固有運動を調べるのは意外に大変である。まず個々の観測領域での固有運動を求め、それらの平均を重心の固有運動とすることになる。観測される個々の星の固有運動は (1) 銀河の重心の固有運動、(2) 星の銀河中心に対する回転運動、(3) 星のラン

ダム運動、という3種の運動の和になっている。従って、個々の星の(1)の成分を取り出すためには、観測される固有運動から(2)と(3)の成分を取り除く必要がある。そのためには銀河の回転曲線、視線方向に対する銀河円盤の傾き、さらに速度分散の分布を知る必要がある。すなわち、個々の星の(1)の成分を調べるためには、あらかじめ銀河の3次元力学構造を知る必要がある。従来のHSTの観測では(2)は運動は考慮されていたが(3)の運動成分は考慮されていない。従って個々の観測領域に対し得られた固有運動には、少なくとも速度分散に相当する誤差がある。さらに観測領域の数が非常に少ないので、それら領域内の平均固有運動は真のLMCの固有運動からかなりずれる可能性もある。

以上の考察から、従来のLMCの固有運動の観測結果は少なくとも 40 km s^{-1} 程度の誤差を含んでいると考えられる。この誤差は、理論的にLMCの正確な軌道モデルを構築するには大きすぎる観測誤差である。最新のマゼラン流のモデルを構築したDiaz & Bekki (2012)によれば、 20 km s^{-1} の速度の違いは最終的に形成されるマゼラン流の構造に大きな違いをもたらす。図7.17は、彼らのシミュレーション結果および観測との比較を示している。彼らは、もしHSTの固有運動の結果を使うと観測されるマゼラン流の基本的な性質(例えば分岐した構造)などをうまく説明できないことを示した(逆にバウンド軌道モデルに近い軌道モデルを用いると分岐構造は説明可能)。理想的には $10\text{--}20 \text{ km s}^{-1}$ 以下の観測誤差の精度でLMCの固有運動が測れば、理論的にLMCの天の川銀河に対する3次元軌道運動を非常に正確に決めることが可能になる(ただし天の川銀河の質量モデルを仮定しなければならない)。

この問題を解決するため、 H_2O 水メーザー源に対する固有運動計測が考えられる。その測定では、LMCの固有運動決定には年齢の違う星の集団を用いず、個々のメーザー源に対して精度の高い固有運動測定が可能となる。水メーザー源は非常に若い星から放出されるため、LMCの薄いディスク成分をトレースしている。従って、上記(3)の速度分散による固有運動の成分は非常に小さくなる。さらに個々の水メーザー源の固有運動の測定精度は可視(例えばHST)に比べると非常に高い($50 \mu\text{as yr}^{-1}$ の固有運動測誤差、すなわち 13 km s^{-1} の速度誤差程度)。さらにこれらのメーザーは薄いディスク内に存在するため、上記(2)の補正が非常に簡単にでき、より正確な真の固有運動を観測される(見かけの)固有運動から導くことが可能である。

しかしながら、この H_2O メーザー源を使った固有運動決定方法では、メーザー源の数が10のオーダーに限られる(現在の計測では10個程度)。そのため、それらの平均が大マゼラン銀河の重心の真の固有運動から少々ずれる可能性がある。少なくとも100天体程度の測定ができる必要がある。幸いにも現在オーストラリアではASKAPが動きはじめ、大小マゼラン銀河に存在するOHメーザーの検出を行う予定になっている。この観測では200天体程度の大マゼラン星雲に存在すると考えられているメーザー源を検出する予定であり、もしこれらすべての固有運動が別のLBAなどを用いた観測により決定できれば大マゼラン銀河の重心の固有運動の正確な決定が可能となる。しかしながら依然として、小マゼラン銀河のメーザー源の数は10程度の可能性があり、大マゼラン銀河ほど正確にはその固有運動は決められないであろう。

SKAはこれらメーザー源の精度の高い固有運動の測定には非常に有用である。まず第一に、現在試行中のLBAによるメーザーの固有運動の測定に比べ、ずっと精度よく個々のメーザー源の固有運動を測定できる。第二に、非常に多くのメーザー源の固有運動の測定がより短時間で可能である。また現在、VISTA望遠鏡などを用いた測光撮像観測に基づくLMCとSMCの3次元構造の研究が精力的に進められていて、2018年くらいまでには非常に詳細な大小マゼラン銀河内の星の空間分布が解明されるであろう。

これらのSKAの固有運動の測定結果と観測されるLMCとSMCの3次元構造の観測結果を用

いることにより、これらの銀河の天の川銀河に対する非常に正確な3次元軌道運動が明らかになるであろう。従って、SKAによってこれら銀河と天の川銀河との過去の相互作用の歴史、いつマゼラン銀河系は天の川銀河にたどりついたのか、などが解明できるであろう。もしマゼラン銀河系が比較的早く（たとえば数十億年前に）天の川銀河にたどりつき天の川銀河との相互作用を開始していたなら、天の川銀河の比較的外側はLMCの重力的影響を現在まで受けたことになる。また、マゼラン銀河系は天の川銀河の暗黒物質による力学的摩擦によりエネルギーを失いやがて天の川銀河と衝突し、天の川銀河の進化に大きな影響を与える可能性がある。このような未来の天の川銀河とマゼラン銀河系の力学的相互作用も、SKAを用いたLMCとSMCの固有運動の測定結果をもとに議論することができる。SKAによるメーザー源の固有運動の研究によって、天の川銀河とマゼラン銀河系の過去と未来がよりよく理解できるのである。

ここで、Gaiaデータによりこれら銀河の固有運動決定の精度向上が向上されることが期待されるだろう(Sahlmann & van der Marel, 2018)。しかし、これらが対象とする銀河表面に見える星々による運動とは別に、銀河面あるいは銀河中心付近の電波源がトレースする真の銀河重心の固有運動計測が課題として残るはずである。

7.4.5 天の川-マゼラン銀河系における電子密度・磁場分布の把握

パルサーに対する電波測量については、第5章や第7.3.1節、さらに第8章でも言及されている。電離ガスの密度や磁場は、数1000個のパルサーを用いて天の川銀河の内外で広く計測される。ここでは前節を補強する内容として、天の川-マゼラン銀河系という尺度からの視点から言及する。特にマゼラン流などは一部電離されているはずで、その運動は重力に支配されるだけでなく磁場による影響も受けているはずである。この空間における電子密度・磁場分布の把握は、このような観点だけでなく、宇宙論においてもや磁場の前景成分を把握する上でも極めて重要である。

位置計測の観点から述べれば、パルサーの固有運動を計測しておくことが重要となる。パルサーで計測される dispersion measure は、視線を横切る天の川銀河内の星間電離ガスによって時間変化を示すが、その向こう側にあつてマゼラン雲の手前にあるより希薄な星間電離ガスからの寄与はほぼ一定だとみなして変化成分とは分離し、その空間の平均的な電離ガス密度や磁場の大きさを見積もることができるだろう。電離ガスのパラメータのふらつきのスケールは、背景電波源の固有運動とその電離ガス塊までの距離にもよるが、最も細かいものではAUスケールのものが期待される(Jauncey et al., 2003)。

7.4.6 マグネター誕生起源の解明

マグネター仮説 X線やガンマ線のフレア増光を起こす軟ガンマ線リピーター(Soft Gamma-ray Repeaters, SGRs)や特異X線パルサー(Anomalous X-ray Pulsars, AXPs)といった現象を説明するために、量子臨界磁場を超えるような強磁場を伴った中性子星の存在を仮定するいわゆる「マグネター」仮説がある(9章を参照)。しかしこのマグネター仮説は、なぜそのような強磁場が存在するのかや、なぜ一部の中性子星だけがマグネターなのかという問いは説明しない。一つの可能性として、親星の超新星爆発時に定在降着衝撃波不安定性(the standing accretion shock instability, SASI)がダイナモによって親星の磁場を増幅するかもしれない(e.g., Endeve et al. 2012)。最近、いくつものゆっくりと減光する高光度超新星ではマグネター駆動モデルが脚光を浴びた(Nicholl et al. 2013)ことから、マグネターの研究は超新星そのものの研究にも重要である。

マグネターの移動速度 暴力的な SASI が磁場を増幅するのなら、強磁場マグネターほど超新星爆発時により強くキックをうけるのではないか。パルサーは平均 200 km/s、分散 50km/s の固有運動の分布をしている (たとえば Enoto et al. 2019 の図 29)。一方で、マグネターも 200 km/s 付近に分布をするがサンプルが少なく、パルサーとマグネターとで固有運動に違いがあるかはまだ明確ではない。だからこそ、マグネターの位置天文学的な速度計測は、この仮説を検証するのに直接的である。速度の計測は中性子星の超新星残骸を研究するのにも重要である。実際、起源となる超新星残骸がどれだか分からない中性子星も数多い。パルサーの場合、天球面上でパルサーが超新星残骸の内側にあるサンプルは多く見つかっている。そのような系でパルサーと超新星残骸の年齢は比較的若く、例えばかに座の超新星残骸とパルサーのように 1000 年のオーダーであり、そういった系では両者の同定は単純で信頼できる。さらに、パルサーは定常光源なので、VLBI による年周視差計測はパルサーまでの正確な距離推定を与える。パルサーまでの距離と超新星残骸までの距離¹³が合えば、さらに両者の同定を補強する。

マグネターのホスト超新星残骸の特徴 SASI はもしかしたら超新星残骸に特異な構造を作るかもしれない。故にパルサーとマグネターにそれぞれ同定した超新星残骸の間に、顕著な形態の違いがあれば、強磁場の起源が超新星爆発とリンクするかどうかの手がかりとなりうるだろう。これまでの研究では、マグネターと関連している可能性のある超新星残骸とその他の超新星残骸とに、爆発エネルギーの顕著な違いはないという報告がある (Vink & Kuiper 2006)。しかし、そもそもマグネターと超新星残骸との確固たる同定はまだ一例もない。根本的な原因は特にマグネター側の位置天文学測量が不足していることにあり、通常電波で光らないため VLBI 位置測量が達成できないからである。ところが、ここ 10 年で、30 程度の既知のマグネターのうち 4 天体で合計 6 度の電波アウトバーストが検出され、その数は増加している。表 7.2 には 4 つの電波で明るい (明るかった) マグネターと超新星残骸の同定候補をまとめる。電波で明るいなると言えどもその期間は数ヶ月であり、年周視差計測には挑戦的であるが、しかし精度の良い複数回の位置計測にて天球面の移動の情報は得られる。

観測戦略 マグネターの位置、速度、そして距離を正確に決めることがこの研究の最大の要求である。典型的な中性子星は固有運動速度が 200km/s 程度であるので、この速度で天球面上を移動していれば、仮に我々から 2 kpc 離れたオリオン腕にあるとすると 1ヶ月間で約 1.7 mas だけ移動する。この運動を、マグネターの電波アウトバーストが発生している 1ヶ月から半年の間で見極めなければならない。2018 年 12 月にアウトバーストした XTE J1810-197 を例にすると、2, 8, and 22 GHz にて時間平均強度は 14, 10, 8 mJy であった。ゆえに冪則を仮定すると、強度は $I = 15.8 \text{ mJy } (\nu/\text{GHz})^{-0.22}$ となり、43 GHz では 6.9 mJy である。仮に 2019 年現在で検討が始

表 7.2: Summary of radio-loud magnetars.

Name	Period (Sec)	Distance (kpc)	Tranverse Velocity (km/s)	SNR candidate
SGR 0501+452	5.76	1-5?	???	HB9?
4U 0142+61	8.69	3.6?	102 ± 26	???
1E 2259+586	6.98	3.2?	157 ± 17	CTB109?
XTE J1810-197	5.54	3-5?	212 ± 35	G11.2-0.3?

¹³超新星残骸までの距離は中性水素輝線の吸収量や軟 X 線の吸収量から推定できる。

まった Beyond Band 5 の感度 (1σ rms) を、133 台の SKA1-MID アンテナで 1GHz 帯域幅と 1 時間積分として計算すると、22 GHz で $4.68 \mu\text{Jy}$ 、そして 43 GHz で $9.69 \mu\text{Jy}$ である。故にこの例では信号雑音比 $S/N = 1709$ ($\sqrt{1709} = 41.34$) と 712 ($\sqrt{712} = 26.68$) を 22 GHz と 43 GHz で得る。最長 150 km の基線長にて、18 mas (22 GHz) と 9.3 mas (43 GHz) の角度分解能があることから、合成ビームの統計位置誤差が S/N の逆数平方根に比例すると仮定すると¹⁴、位置決定精度は 22 GHz で $18/41.34 = 0.43$ mas、43 GHz で $9.3/26.68 = 0.35$ mas を達成する。ゆえに、1ヶ月の間隔で観測できれば、 4σ の優位性で移動がわかる。無論、SKA-VLBI の超長基線を使えば、さらに精度よく移動がわかるだろう。

7.4.7 「未同定天体」の位置計測に基づく同定

広視野で全天球面を監視するような観測が実現すれば、未知天体からの電磁波放射が偶発的に検出され、新たな天文学分野が創造される可能性が飛躍的に高くなる。この様な突発的天体 (Transients) についての分類と同定状況については、第9章でまとめられている。

近年は電波帯 (特に低周波帯) では、撮像する代わりに広視野及び時間領域に注目した観測・解析手法の開発が進められてきた。これら突発的な電波天体は多様な継続時間スケールで見られているが、大きく分けて (1) 継続時間の短い (1 秒以下) もの、(2) 継続時間の長い (分スケール以上) ものに分けられている。(1) については、我々の銀河系内の中性子星起因と思われる再帰性ある突発的な電波パルス (rotating radio transients=RRATs: McLaughlin et al. 2006) や高銀緯で非常に大きな dispersion measure を示す fast radio bursts (FRBs: e.g., Lorimer et al. 2007) などが対応する。(2) については、銀河中心領域における電波バースト (Hyman et al., 2005) や高銀緯で検出されたもの (Jaeger et al., 2012) などが知られている。

重力波の初検出 (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration, 2016) (ブラックホール同士の合体) とそれに続く中性子星同士の合体に伴う重力波検出と電磁波対応天体の発見 (Abbott et al., 2017a) も相まって、この様な時間領域天文学 (time-domain astronomy) は大きく開花したと言える。するとこれら天体の特定において、やはり撮像などを通して位置計測をすることの重要性は論を待つまでもない。

しかし、これら突発天体を検出した時点で、その天体を完全に同時でかつ同じ方式で観測している望遠鏡は、同一の結合素子型電波干渉計内のもの以外では、通常複数台存在しない。通常は、高精度位置計測を目的とすると広視野は取れず、偶然その視野に入るケース頼みになってしまう。実際これら天体は、そのほとんどが後日アーカイブデータから発見されている。この為、これら天体の位置精度は、基本的にはあまり高くない ($0.05\text{--}0.2^\circ$)。この程度の天体位置決定精度に留まる状況においては、宇宙論的距離に対応天体 (例えば母銀河など) が存在する場合、その中における突発天体の特定が非常に困難である。例えば、3 Gpc の距離で発生した突発現象が銀河に付随することを識別するためには、 $2''$ 程度の角度分解能が必要になる。さらにその発生位置が銀河の中のどの辺りかどうか (銀河中心の大質量ブラックホール起因の現象かどうか) を識別するためには、 $0''.1$ 秒角を切る程度の角度分解能が必須となる。

一方 7.2 節で述べた SKA の仕様であれば、突発的であっても明るい電波源であれば合成ビームの 10 分の 1 程度 (~ 10 mas 程度) の精度での位置特定が可能である。SKA では、各 dish(MID) や station(LOW) において、10 分間のデータバッファを備え、突発的天体のものからなどの異常電波の存在を CSP で探査し、もし存在すれば更なる beam forming (相関処理) に立ち返って天体測

¹⁴逆数に比例するかもしれない

定を行う仕様を想定している。一般的に、電波干渉計の視野は単一鏡の視野に比べるとずっと狭い。その為、多数の遅延追尾中心を設定して同時に相関処理を行う操作によって、多数方向の視野を再現するのである。こうして、多数の望遠鏡でこの様な信号処理を行えば、天体起源の電波かどうかの判別も含めて、ほぼ実時間に近い状況で高精度な電波源位置測定が可能となる。

7.4.8 地球外知的生命体探査 (SETI)

生命の起源とされるアミノ酸などの星間空間における探査が、ALMA 等によって着手されつつある。その状況を飛び越して、地球外知的生命体 (ETI) を直接探査する議論が海外で活発化しており、本格観測が展開されている。Allen Telescope Array (ATA) の建設に次いで、Break Through Listen プロジェクトによる本格的な SETI 観測が、大集光望遠鏡を使って行われている。中国の FAST でも SETI デモ観測が報告されている (Zhang et al., 2020)。

日本のグループによる電波 SETI は過去少数例あって (Morimoto et al., 1978; Shirai et al., 2004)、SETI への関心が非常に高い研究者コミュニティが存在する。しかし、当時の探索は正直言えば単なるデモに過ぎず、ETI 発見を狙った計画的なものとは到底言えなかった。

近年では、ほとんどの恒星の周囲には惑星がほぼ普遍的に形成されることが知られるようになった。その中から長い歳月が掛かりながらも高度な文明を持つ ETI も誕生し得ることだろう。そうすると、宇宙のどの方向からでも ETI が作り出した非自然的 (= 人工的) 電波が観測されるはずである。SKA であれば、数光年先からの TV 塔からの高い出力 ($\sim 5 \times 10^{12}$ erg/s) 電波を検出できるとされている (Siemion et al., 2015)。しかしそれでも、ETI が存在するかしないか全く不明なのに少数の特定恒星だけに絞って観測する手法は、的を得たものとは到底言えない。また、ETI がどの周波数帯で電波を放射するかも全く未知である。従って、ほぼ全天に対して非常に広い周波数範囲にわたって SETI を実施することが必要である。前節で述べた突発天体・未同定天体を探索する場合、そしてパルサーの探査と同じ観測・情報処理手法を用いる必要がある。SETI@Home と同様に、SKA からのビッグデータ処理を行う手法の開発が不可欠である。

この章で問題にしたいのは、仮に ETI からの何らかの信号を受信できたとして、その信号源の位置を特定する手段をどの様に実現するかということである。候補天体が存在すれば、VLBI によって地球上の電波源を除去して高い信頼度で ETI 信号を特定できると考えられている Rampadarath et al. (2012)。しかし、ETI からの信号がある方向から受信されてから VLBI 観測を実行できるまでにタイムラグが発生してしまうというのは、未同定天体に対する VLBI 観測の実現と全く同じ課題を持つ。その上で、パルサーとは異なり送信帯域幅が狭い信号の特定という困難さが伴う。そうになると、「相関局」に各望遠鏡信号を集約して集中的に相関処理を行うスタイルから脱却し、多数計算機を用いた分散処理について真剣に考える必要があるのではないかと、筆者は考える。

参考文献

- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017, *ApJL*, 848, L12
- Abramson, G. 2018, *Research Notes of the American Astronomical Society*, 2, 150
- Asaki, Y., Deguchi, S., Imai, H., et al. 2010, *ApJ*, 721, 267
- Asaki, Y., Imai, H., Sobolev, A. M., & Parfenov, S. Y. 2014, *ApJ*, 787, 54
- Asaki, Y., Sudou, H., Kono, Y., et al. 2007, *PASJ*, 59, 397
- Baba, J., Asaki, Y., Makino, J., et al. 2009, *ApJ*, 706, 471
- Barros, D. A., Lépine, J. R. D., & Junqueira, T. C. 2013, *MNRAS*, 435, 2299
- Blommaert, J. A. D. L., van der Veen, W. E. C. J., van Langevelde, H. J., Habing, H. J., & Sjouwerman, L. O. 1998, *A&A*, 329, 991
- Bourda, G., Charlot, P., Porcas, R., & Garrington, S. 2008, *IAU Symposium*, 248, 324
- Braatz, J. A., Reid, M. J., Humphreys, E. M. L., et al. 2010, *ApJ*, 718, 657
- Brunthaler, A., Reid, M. J., Falcke, H., Greenhill, L. J., & Henkel, C. 2005, *Science*, 307, 1440
- Cornwell, T. 2014, *SKA-OFF-SE-ARC-SKO-SRS-001.3*
- Darling, J. 2011, *ApJL*, 732, LL2
- Dawson, J. R., Walsh, A. J., Jones, P. A., et al. 2014, *MNRAS*, 439, 1596
- Deguchi, S. 2007, *IAU Symposium*, 242, 200
- Deguchi, S., Fujii, T., Glass, I. S., et al. 2004, *PASJ*, 56, 765
- Deller, A. T., Tingay, S. J., Bailes, M., & West, C. 2007, *PASP*, 119, 318
- Deller, A. T., Tingay, S. J., & Brisken, W. 2009, *ApJ*, 690, 198
- Deller, A. T., Verbiest, J. P. W., Tingay, S. J., & Bailes, M. 2008, *ApJL*, 685, L67
- Dewdney, P. E., et al. 2013, *SKA-TEL-SKO-DD-001*
- Diaz, J. D., & Bekki, K. 2012, *ApJ*, 750, 36
- Dickey, J. M., McClure-Griffiths, N., Gibson, S. J., et al. 2013, *PASA*, 30, 3
- Dubrovka, F. F., & Dolzhenko, D. S. 2010, in *5th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS)*, p220
- Endeve, E., Cardall, C. Y., Budiardja, R. D., et al. 2012, *ApJ*, 751, 26
- Engels, D., Gérard, E., & Hallet, N. 2012, *IAU Symposium*, 287, 254
- Engels, D., & Jiménez-Esteban, F. 2007, *A&A*, 475, 941
- Engels, D. 2012, *IAU Symposium*, 287, 256
- Enoto, T., Kisaka, S., & Shibata, S. 2019, in press.
- Etoka, S., Engels, D., Imai, H., et al. 2015, *Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14)*, 125
- Feissel, M., & Mignard, F. 1998, *A&A*, 331, L33
- Gardiner, L. T., & Noguchi, M. 1996, *MNRAS*, 278, 191
- Godfrey, L., Bignall, H., & Tingay, S. 2011, *SKA memo* 135
- Green, J., Van Langevelde, H. J., Brunthaler, A., et al. 2015, *Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14)*, 119
- Hada, K., Doi, A., Kino, M., Nagai, H., Hagiwara, H., & Kawaguchi, N. 2011, *Nature*, 477, 185
- Hobbs, G., Lyne, A. G., & Kramer, M. 2003, *Radio Pulsars*, 302, 215
- Honma, M., Akiyama, K., Uemura, M., & Ikeda, S. 2014, *PASJ*, 66, 95
- Hosokawa, M., Ohnishi, K., & Fukushima, T. 1997, *AJ*, 114, 1508
- Hyman, S. D., Lazio, T. J. W., Kassim, N. E., et al. 2005, *Nature*, 434, 50
- Imai, H., Katayama, Y., Ellingsen, S. P., & Hagiwara, Y. 2013a, *MNRAS*, 432, L16
- Imai, H., Deguchi, S., Nakashima, J.-I., Kwok, S., & Diamond, P. J. 2013b, *ApJ*, 773, 182
- Imai, H., Nakashima, J.-i., Yung, B. H. K., et al. 2013c, *ApJ*, 771, 47
- Imai, H., Deguchi, S., Fujii, T., et al. 2002, *PASJ*, 54, L19
- Jaeger, T. R., Hyman, S. D., Kassim, N. E., & Lazio, T. J. W. 2012, *AJ*, 143, 96
- Jauncey, D. L., Bignall, H. E., Lovell, J. E. J., et al. 2003, *New technologies in VLBI*, 306, 383
- Kalberla, P. M. W., McClure-Griffiths, N. M., Pisano, D. J., et al. 2010, *A&A*, 521, A17
- Kallivayalil, N., van der Marel, R. P., Besla, G., Anderson, J., & Alcock, C. 2013, *ApJ*, 764, 161
- Kallivayalil, N., van der Marel, R. P., Alcock, C., et al. 2006, *ApJ*, 638, 772
- Komiak, J. J., et al. 2011, in *IEEE MTT-S International Symposium Digest*, p1
- LIGO Scientific Collaboration & Virgo Collaboration 2016, *PRL*, 116, 061102
- Lin, C. C., & Shu, F. H. 1964, *ApJ*, 140, 646
- Lindgren, L., Lammers, U., Hobbs, D., et al. 2012, *A&A*, 538, A78
- Lorimer, D. R., Bailes, M., McLaughlin, M. A., Narkevic,

- D. J., & Crawford, F. 2007, *Science*, 318, 777
- Loinard, L. 2013, *IAU Symposium*, 289, 36
- Mayer, L., Governato, F., Colpi, M., et al. 2001, *ApJ*, 559, 754
- McLaughlin, M. A., Lyne, A. G., Lorimer, D. R., et al. 2006, *Nature*, 439, 817
- Melis, C., Reid, M. J., Mioduszewski, A. J., Stauffer, J. R., & Bower, G. C. 2014, *Science*, 345, 1029
- Moran, J. M., Reid, M. J., & Gwinn, C. R. 1993, *Astrophysical Masers*, 412, 244
- Morimoto, M., Hirabayashi, H., & Jugaku, J. 1978, *Nature*, 276, 694
- Namekata, D., Habe, A., Matsui, H., & Saitoh, T. R. 2009, *ApJ*, 691, 1525
- Nicholl, M., Smartt, S. J., Jerkstrand, A., et al. 2013, *Nature*, 502, 346
- Orosz, G., Imai, H., Dodson, R., et al. 2017, *AJ*, 153, 119
- Paragi, Z., et al. 2015, in *SKA Science Book*, in press
- Peebles, P. J. E. 1994, *ApJ*, 429, 43
- Peebles, P. J. E. 1990, *ApJ*, 362, 1
- Perryman, M. 2009, "Astronomical Application of Astrometry", Cambridge University Press ISBN 978-1-107-40700-8
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., et al. 1997, *A&A*, 323, L49
- Petrov, L., Phillips, C., Bertarini, A., et al. 2009, *PASA*, 26, 75
- Qiao, H.-H., et al. 2020, *ApJ*, in press
- Putman, et al. 2003, *ApJ*, 586, 170
- Rampadarath, H., Morgan, J. S., Tingay, S. J., et al. 2012, *AJ*, 144, 38
- Ransom, S. M., Stairs, I. H., Archibald, A. M., et al. 2014, *Nature*, 505, 520
- Reid, M. J., Menten, K. M., Brunthaler, A., et al. 2019, *ApJ*, 885, 131
- Reid, M. J., Braatz, J. A., Condon, J. J., et al. 2013, *ApJ*, 767, 154
- Reid, M. J., & Honma, M. 2014, *ARAA*, 52, 339
- Rioja, M. J., Dodson, R., Orosz, G., et al. 2017, *AJ*, 153, 105
- Sahlmann, J., & van der Marel, R. 2018, *Astrometry and Astrophysics in the Gaia Sky*, 249
- Sevenster, M. N., van Langevelde, H. J., Moody, R. A., et al. 2001, *A&A*, 366, 481
- Shirai, T., Oyama, T., Imai, H., & Abe, S. 2004, *Bioastronomy 2002: Life Among the Stars*, 213, 423
- Siemion, A., Benford, J., Cheng-Jin, J., et al. 2015, *Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14)*, 116
- Sjouwerman, L. O., Murray, C. E., Pihlström, Y. M., Fish, V. L., & Araya, E. D. 2010, *ApJL*, 724, L158
- Sjouwerman, L. O., van Langevelde, H. J., Winnberg, A., & Habing, H. J. 1998, *A&AS*, 128, 35
- Smits, R., Tingay, S. J., Wex, N., Kramer, M., & Stappers, B. 2011, *A&A*, 528, AA108
- Sohn, S. T., Anderson, J., & van der Marel, R. P. 2012, *ApJ*, 753, 7
- Stroh, M. C., Pihlström, Y. M., Sjouwerman, L. O., et al. 2019, *ApJS*, 244, 25
- Titov, O., & Krásná, H. 2018, *A&A*, 610, A36
- Trapp, A. C., Rich, R. M., Morris, M. R., et al. 2018, *ApJ*, 861, 75
- Turner, W., & VLBI Community 2014, *SKA-TEL-SKO-000044*
- Ujihara, H., Takefuji, K., & Sekido, M. 2014, *IVS NICT-TDC News*, 34, 28
- Uno, Y., et al. 2020, *MNRAS*, submitted
- van der Marel, R. P., Fardal, M. A., Sohn, S. T., et al. 2019, *ApJ*, 872, 24
- van der Marel, R. P., & Kallivayalil, N. 2014, *ApJ*, 781, 121
- van der Marel, R. P., Besla, G., Cox, T. J., Sohn, S. T., & Anderson, J. 2012a, *ApJ*, 753, 9
- van der Marel, R. P., Fardal, M., Besla, G., et al. 2012b, *ApJ*, 753, 8
- van Langevelde, H. J., Vlemmings, W., Diamond, P. J., Baudry, A., & Beasley, A. J. 2000, *A&A*, 357, 945
- Vink, J. & Kuiper, L. 2006, *MNRAS*, 370, L14
- Vlemmings, W. H. T., & van Langevelde, H. J. 2007, *A&A*, 472, 547
- Vlemmings, W. H. T., van Langevelde, H. J., & Diamond, P. J. 2002, *A&A*, 393, L33
- Vlemmings, W. H. T., van Langevelde, H. J., Diamond, P. J., Habing, H. J., & Schilizzi, R. T. 2003, *A&A*, 407, 213
- Zhang, Z.-S., Werthimer, D., Zhang, T.-J., et al. 2020, *arXiv e-prints*, arXiv:2002.02130

著者一覧（○は編集責任者）

○今井 裕	鹿児島大学総合教育機構共通教育センター
赤堀卓也	国立天文台水沢 VLBI 観測所
宇野友理	鹿児島大学大学院理工学研究科
Orosz, Gabor	タスマニア大学／新疆天文台
亀谷 収	国立天文台水沢 VLBI 観測所
郷田直輝	国立天文台 JASMINE 推進室
辻本拓司	国立天文台 JASMINE 推進室
新沼浩太郎	山口大学大学院理工学研究科
Burns, Ross Alexander	EACOA/国立天文台/韓国天文宇宙科学研究院
戸次賢治	西オーストラリア大学/ International Centre for Radio Astronomy Research
矢野太平	国立天文台 JASMINE 推進室
山田良透	京都大学大学院理学研究科

第8章 星間物質

本章は日本 SKA コンソーシアム星間物質科学検討班が執筆を行った 2015 年発行のサイエンスブックを基本に、星間物質研究の未解決のサイエンス (§8.1)、国際 SKA サイエンスブックの紹介 (§8.2)、そして日本が狙うサイエンス (§8.3) をまとめる。特に、国際 SKA サイエンスブックの紹介及び、日本が狙うサイエンスを大幅に改訂している。

8.1 未解決のサイエンス

この節では、まず星間物質の背景知識をまとめたうえで、それらに関する未解決な科学的課題をまとめる。

8.1.1 星間物質とは

はじめに 星間物質 (the interstellar medium, ISM) は銀河の星間空間に存在する物質である。天の川銀河を含む我々の近傍に見られる銀河の質量構成は、90%程度がダークマターで、10%程度が恒星、そして数%程度がここで取り上げる星間物質である。星間物質は気体の星間ガスと固体微粒子の星間ダストで構成されている。星間物質の質量の 99%近くがガス、残りの 1%程度が星間ダストで構成される。また星間物質中には宇宙線が透過し磁場も存在する。このような星間物質の研究は、宇宙の物質循環を理解する要である。なぜなら、銀河の物質は星風や超新星爆発によって星から星間物質へ絶えず移行し、また星間物質から次世代の星さらには惑星の形成が始まるからである。星間物質の研究は、相転移や乱流、高エネルギー物理学などにも多くの知見をもたらしている。

星間物質の構成要素

星間ガスの相 まず星間ガスの相について簡単にまとめていく。

- **The molecular medium (MM)**

星間ガスの中で最も低温のガスで、星間ガスの主成分をなす水素が分子の相をなすため分子ガスや分子雲と呼ばれる。典型的な温度は巨大分子雲で 20 K 程度、静穏な暗黒星雲で 5 K 程度である。密度は分子雲外縁部では 10^2 cm^{-3} 程度、分子雲コアと呼ばれる部分では 10^5 cm^{-3} を超えるところもある。水素分子 (H_2) のほか、主要なものでは CO、OH、 NH_3 、SiO、 H_2O などが存在する。特に CO の様々な回転エネルギー準位からの放射は、分子ガスの存在を知り密度と温度を探るミリ波・サブミリ波の強力なトレーサーである。星形成領域や赤色巨星の周りでは、上記の他にも有機物を含む様々な星間分子が発見されており、生命の起源との関連や星間物質の化学進化に関する研究が行われている (Kaifu et al., 2004; Sakai et al., 2014)。

- **The cold neutral medium (CNM)**

星間ガスの中で分子ガスほど冷たくはないが 100 K 弱と温度が低く、水素が中性原子状態にあるもの。冷たい中性原子ガス、または単に原子ガスや原子雲とも呼ばれる。密度は $1\text{--}10^3 \text{ cm}^{-3}$ 程度。主に中性水素原子 (HI) からなり、わずかに He や中性炭素 (CI) を含む。この相のガスは観測できるほどの強い輝線を放たないため、探査が難しい。最も実績のある方法は、背景の何らかの連続放射にみられる HI の吸収線を観測するものである。CNM はコンパクトな分子雲に付随するのが通例である。

- **The unstable neutral medium (UNM)**

中性水素原子ガスは様々な輻射過程を介する加熱と冷却の有効なエネルギー解放系である。輻射の加熱と冷却が釣り合う輻射平衡状態にて熱的に安定な相は、CNM と次項目の WNM であることが知られ、それらが非常に薄い相転移層を隔てて共存する混相系を成すことが古くから知られている (Field et al., 1969; Zel'dovich & Pikel'ner, 1969)。その中間 (相転移層) に当たる相が UNM と呼ばれ、実際の観測例もある (Begum et al., 2010)。UNM は熱的に不安定な遷移状態のため、その存在が無視される傾向にあった。しかし、この成分の重要性は特に日本の研究者が指摘している。

- **The warm neutral medium (WNM)**

星間ガスの中で水素が中性原子状態にあり、数千度程度で CNM より高温側の熱的安定領域にあるもの。温かい中性原子ガスと呼ばれ、原子ガスや原子雲とも呼ばれる。WNM は分子ガスよりも密度がかなり低い ($\sim 0.3 \text{ cm}^{-3}$)。この WNM のトレーサーが HI の超微細構造線、いわゆる中性水素 21cm 輝線である。この 21cm 線放射が見られる局在化した領域を HI 領域や HI ガスと呼ぶ。HI 輝線の研究は天の川銀河の大局的な運動学の知識などをもたらしてきた。また WNM が広がった分布をしていることも、HI ガスが銀河円盤の恒星の分布をはるかに超えて広がっていることから分かる。銀河全体で見ると WNM は分子ガスと同程度か、それ以上に大きな質量を占めていると考えられている。

- **The warm ionized medium (WIM)**

星間ガスの中で水素が電離状態にあり、数千度から数万度にあるもの。通常、電離ガスと言えばこの成分になる。この WIM の伝統的なトレーサーは $H\alpha$ 輝線や N II 禁制線 ([N II]) であり、可視光線の研究が中心であった。近年は必要に応じて、赤外線領域の水素再結合線も使われている。WIM はその分布によって大きく 2 つに分けられる。1 つはこれらの輝線が見られる局在化した領域で H II 領域と呼ばれ、もう 1 つは H II 領域より外側にあり、銀河全体に渡って広く分布している広がった電離ガス (Diffuse Ionized Gas, DIG) である。前者は密度が 10^3 cm^{-3} を越える領域もある。後者は 10^{-2} cm^{-3} 程度以下と希薄である。WIM からは free-free 電波連続波と再結合線の 2 つの熱的電波が観測される。

- **The hot ionized medium (HIM)**

星間ガスの中でも最も高温状態にある電離ガスである。WIM と区別するため高温電離ガスと呼ばれる。数 100 万度にも達するガスで、自由電子の熱的制動放射と高階電離した重元素イオンの輝線放射が X 線領域で観測されている。また、数 10 万度のガスも存在している。それらの放射の観測は難しいが、中階電離した重元素イオンの吸収線によって明らかになっている。HIM は銀河ハローに存在するコロナガスとして、また超新星爆発などに付随する高温プラズマとして観測される。

本章ではこれらのうち、イオン化していない星間ガスを中心に議論する。SKA では、HI 21cm 輝線 (1420.406 MHz) をトレーサーとした中性原子ガスと、 ^{16}OH 18cm 輝線 (1612.231、1665.402、1667.359、1720.530 MHz) をトレーサーとした分子ガスが、主な調査対象となるだろう¹。

星間ダスト 天の川銀河からは遠赤外線 (FIR) 及びミリ波帯で放射が観測される。それは星間物質中に含まれる星間ダストからの熱的連続波放射と理解されている。星間ダストの主成分は C、N、O、Mg、Si などの化合物である。星間ダスト放射は銀河円盤で強く、それは HI 放射と強い相関を持つことが知られている。詳しくは銀河進化の章 (§4) を参照されたい。

星間宇宙線と磁場 天の川銀河からは冪則に従う電波連続線ならびに偏波連続線が観測される。それらは星間の宇宙線電子の星間磁場を介したシンクロトロン放射と理解されている。SKA では、シンクロトロン放射やファラデー回転、輝線のゼーマン効果の計測が、宇宙線や磁場の主要な調査方法となる。詳しくは宇宙磁場の章 (§6) を参照されたい。

SKA と HI 観測

HI 観測 水素は宇宙の構成物質の 70 % 以上を占める宇宙の最も普遍的な基本要素である。そのうちの中性水素原子は、超微細構造遷移による波長 21cm の輝線によって観測することができるだろうと、1946 年オランダの van de Hulst は予言し、1951 年アメリカの Parcell と Ewen によって実際に検出された。それ以来、次々と HI 21cm 線を観測する電波望遠鏡が建設され、天の川銀河や系外銀河の HI 21cm 線が観測されてきた。その結果、天の川銀河の構造、銀河回転速度、銀河団における環境効果など、銀河ガス円盤の様々な性質が明らかになり、それに伴い銀河進化の理解が飛躍的に進んだ。

HI 観測の困難 HI 21cm 線は波長が長いいため、高分解能観測のためには大口径望遠鏡が必要である。干渉計技術の確立に伴い高分解能観測が可能になったが、干渉計ではミッシングフラックスのために物理量とその構造の正確な解析が難しくなる。干渉計と単一鏡を組み合わせた観測や、アレシボ 300 m 望遠鏡のサーベイなど一部を除いて、このミッシングフラックスは本質的な問題として残されている。そもそも分解能についても、ミリ波や可視光で達成している 1'' 分解能と直接比較できる解像度を持つ観測は容易ではない。具体的には、銀河の HI 21cm 線サーベイ観測を雑音レベル 1 K 程度で達成するには、世界最大規模の電波干渉計 JVLA や GMRT を使っても観測時間が数年も必要となる。既存の望遠鏡の規模では、HI 21cm 観測が停滞を迎えるのは時間の問題である。

SKA と HI 観測 以上の困難な問題を打破するには一平方キロメートルの集光面積が必要であることが、1991 年 IAU シンポジウムにおいて英国ジョドレルバンク天文台の Peter Williams 氏によって指摘された。これが SKA の原点である。当時は HI を観測するための干渉計 Hydrogen Array と

¹ ^{16}OH の輝線は 4660.242、4750.656、4765.562、6016.746、6030.747、6035.092、6049.084、7761.747、7820.125、8135.870、8189.587、13434.596、13441.4173 MHz にもある。さらに ^{17}OH から 1624.518 と 1626.161 MHz、 ^{18}OH から 1584.274、1637.564、1639.503、1692.795 MHz などがある。その他に CH、 H_2CO 、 CH_2OH などの輝線も SKA の帯域にはある。複数種の輝線を組み合わせた分析がより精密な物理量推定につながるはずである。アメリカ国立標準技術研究所 NIST の参照値 (<http://physics.nist.gov/cgi-bin/micro/table5/start.pl>) や国際天文学連合の重要輝線リスト (<http://www.craf.eu/iaulist.htm>) を参照されたい。

呼ばれていたが、集光面積に焦点をおき Square Kilometre Array (SKA) と呼ばれるようになった。以下では、HI や OH などの輝線を 1" 分解能で超広域マッピングすることがなぜキーブレイクスルーとなるか、星間物質の諸問題に触れながらまとめていく。

8.1.2 天の川銀河内の星間物質

星間物質の多様性

星間物質の相転移 冒頭で紹介したとおり、星間物質は単純に温度で 5-6 桁の範囲に渡り、その相は実に多様である。この多様性が星間物質研究の魅力の 1 つとも言える。その一方で、多様な相の形成や維持、そして相転移などは、宇宙物理学的に自明ではない。これらを理解するためには、星間雲の素片で相転移に必要な物理条件 (温度や密度、圧力、紫外線強度、重元素量など) を理論的・観測的に調べ明らかにする必要がある。またその相転移が、星形成などの銀河の特性にどのような影響をあたえるのかも解明していく使命がある。

相転移と小スケールの中性水素原子雲 70 年代後半から、クエーサーを背景電波源とした吸収線の観測により、星間 HI ガスに微小スケール (数 100 AU 程度かそれ以下) の構造があることが示唆されていた (Dieter et al., 1976)。そして 2000 年代に入り、相転移を含んだ星間ガスの進化や動的性質の理論研究に大きな進展があった (Koyama & Inutsuka, 2000, 2002)。主に大規模な数値シミュレーションが可能となり、十分な精度を得られるようになったからである。最近では、非常に高分解能の 3 次元磁気流体シミュレーションが達成されている (Inoue & Inutsuka, 2012; Inoue et al., 2012)。この研究では、頻繁に発生する超新星爆発によって発生した衝撃波を星間物質に考慮するとその衝撃波による圧力上昇が WNM に相転移を促し、熱的不安定な UNM を経て、小スケールの CNM の中性水素原子雲を普遍的に形成した (図 8.1)。この形成された小スケールの CNM は、星形成の現場となる分子雲の形成素片として極めて重要である。さらにこの研究では、形成された中性水素原子雲が若い超新星残骸と相互作用することによって、宇宙線加速を促進したり、宇宙線との相互作用によるガンマ線放射を通した宇宙線のプローブとしての役割を果たすなど、星間媒質で重要な役割を担っていると分かった。

WNM-CNM 相転移の観測 星間ガスに WNM と CNM の 2 つの相が存在することは、観測的にも十分知られている。しかし、衝撃波が WNM に相転移を促すということの観測的検証は未だ発展途上である。まず、理論研究において相転移に必要な物理条件が、実際の星間物質で典型的に成り立っていることを観測的に詳細に立証することが必要である。次にその理論的予言としての小スケールの中性水素原子雲を、角度分解して観測的に見つけることが必要である。もし SKA でそれらが果たせれば、相転移ならびに分子雲形成のメカニズムの解明に向けて大きく前進するだろう。それは 1" 分解能を達成する 100 km クラスの基線長を持った、SKA という大望遠鏡でなければ達成することはできない。さらに細かい角度を分解する場合は、SKA のコア局とリモート局とを結んだ VLBI 観測を実現し、背景にある多数のクエーサーを利用して手前にある中性水素ガス塊を吸収線として検出する手法も考えられる (Davis et al., 1996)。日本ではさらに、野辺山 45m 鏡や ALMA といった、高感度ないし高分解能を誇る電波望遠鏡を利用できる利点を生かし、SKA で形成されたばかりの分子ガスを検出することで、比較研究することもできるだろう。

相転移に伴う雲の構造形成 星間物質はしばしばフィラメント、ループ、そしてシェル状の構造をとり、フィラメントの分裂が高密度分子雲コアや原始星の形成メカニズムとして考えられている。このような構造の成因として、磁場や衝撃波が介在していると考えられている。しかし詳しいことは未だにわかっていない。前述の理論研究 (Inoue & Inutsuka, 2012) では、WNM が相転移する過程ではフィラメント状やクランプ状の微小構造の CNM が形成されると予想するが、観測された例は未だほとんどない。それが本当でないのか、あるが感度の問題で未検出なのか、その存在の有無や頻度をはっきりさせる必要がある。

CNM-MM 相転移 CNM から MM へと相転移する過程にも課題がある。CNM から MM への相転移の程度は HI と H₂ の存在比などで定量化される。銀河の大局的な性質として、この比は銀河の半径と強い逆相関があることが知られている (Honma et al., 1995)。この比は他の一般的な化学進化と同様に、星間圧力、紫外線輻射強度、金属量などの物理条件に依存する。とりわけ HI と H₂ の相転移では、圧力のわずかな増加で大きく H₂ へ相転移し、放射強度のわずかな増加で大きく HI へ相転移する (Elmegreen, 1993)。HI と H₂ の質量を直接観測できれば、CNM から MM への相転移の程度を如実に描き出すことができるだろう。理論モデルと照らしあわせて、物理条件を推定することもできる。ただし、H₂ の量を CO 輝線の観測から推定する従来の方法には問題が知られているため (ダークガス問題)、その解決が求められる。間接的には、圧力などの物理条件の観測値を理論モデルに代入し、HI から H₂ への相転移の程度を解明していくこともできるだろう。ただ、物理条件を観測的に得ることは簡単ではなく、例えば星間圧力とガス密度の関係には諸説ある。

星間物質の乱流・磁場・宇宙線

乱流や磁場の起源と特性 分子雲において観測される速度分散は、ほとんどの場合熱的な速度幅よりも大きく、超音速乱流的である。低温の星間ガスも有限の電離度を持ち、磁場とよく結びついている。この乱流や磁場が分子雲コアの力学的不安定性や星形成を抑制するので、これらの散逸機構が星形成のタイムスケールを決める重要な因子となる。乱流は分子雲の母体の原子ガス雲からもたらされると考えられている。SKA はスペクトル分解にも優れているので、より精密な速度分散観測が可能だろう。それを高解像度をもって行うことで、空間的な特徴まで明らかにできるだろう。

星間物質と磁場の大局構造 シンクロトロン放射やファラデー回転の SKA 観測が WIM の磁場構造の情報をもたらすのに対して、WNM など低温の星間ガスの磁場情報は、星間ダストによる偏光または中性原子または分子分子輝線に見られるゼーマン効果からもたらされる。例えば Planck 衛星は、遠赤外線領域の放射の偏光を全天に渡って観測したが、これらのうち前景放射からのものについては、磁場によって整列した星間ダストの向きを表している。一方 SKA はガスのゼーマン効果を測定することができ、これにより磁場の強度を調べることができる。これらを組み合わせれば、銀河磁場の大局構造や強度分布を明らかにすることができる。ゆえに SKA 時代には大規模に多相の星間磁場の比較ができるだろう。

宇宙線の加速メカニズム 宇宙線加速の現場として、超新星残骸がもっとも有力かつ効率的であると考えられている。その衝撃波と周囲の物質との相互作用において、磁場を増幅させる機構が重要であると考えられている。その際、星間物質の密度のムラが重要であるが、それが確かに小

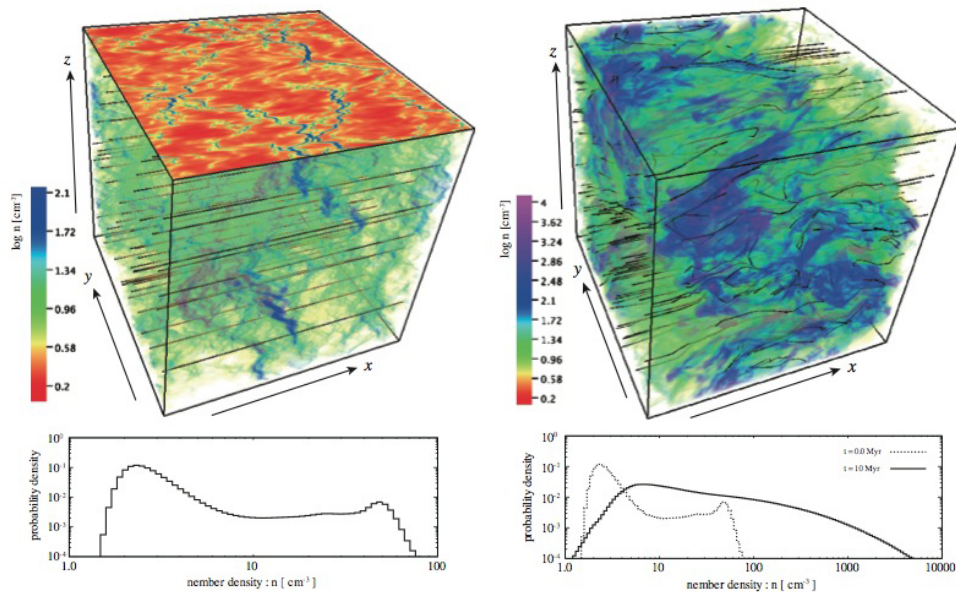


図 8.1: CNM 形成の 3 次元磁気流体シミュレーションの 3 次元の密度分布ならびにその確率密度分布。左は初期の熱不安定ガスの冷却時間の数倍 (8 Myr) 経過した後で、青い領域が熱的不安定により生まれた密度 $n \gg 10 \text{ cm}^{-3}$ かつ温度 $T \sim 100 \text{ K}$ の HI 雲。右は圧縮流を加えてから 10 Myr 経過した後で、青ならびに紫の領域が分子雲クランプを含むと目される領域 ($n \gg 10^2 \text{ cm}^{-3}$)。詳しくは論文を参照 (Inoue & Inutsuka, 2012)。

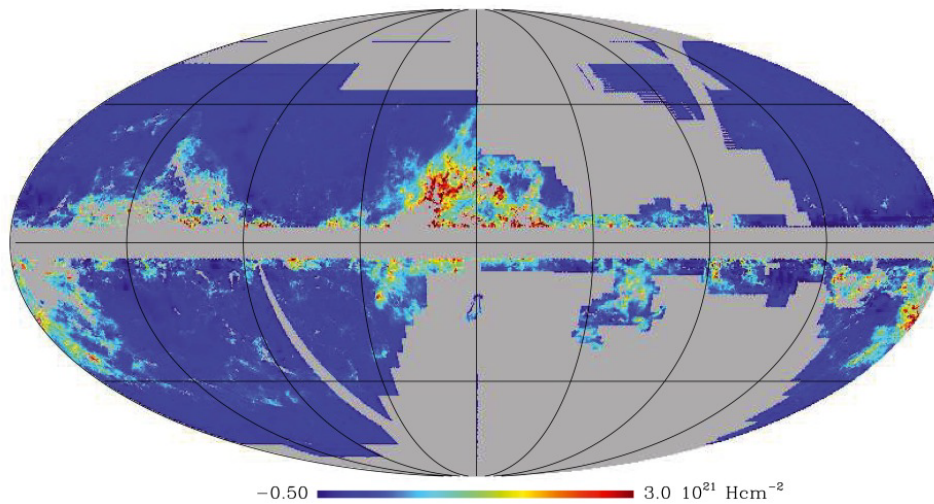


図 8.2: ダークガスの銀経・銀緯全天分布。ここで言うダークガスとは、熱的ダストの光学的厚みの理論値と観測値のずれの説明に必要な中性水素原子ガス柱密度の超過量 $N_{\text{H}}^{\text{excess}} = (\tau_{\text{D}} - \tau_{\text{M}}) / (\tau_{\text{D}} / N_{\text{H}})_{\text{ref}}$ のことである。 τ_{D} は Planck の HFI 857 GHz データから計算された熱的ダストの光学的厚み、 $\tau_{\text{M}} = (\tau_{\text{D}} / N_{\text{H}})_{\text{ref}} N_{\text{H}}^{\text{tot}}$ は熱的ダストの光学的厚みの理論モデル、 $(\tau_{\text{D}} / N_{\text{H}})_{\text{ref}}$ はダスト放射率の参照値。 $N_{\text{H}}^{\text{tot}} = N_{\text{H}\text{I}} + N_{\text{H}\text{2}}$ はトータルの水素柱密度で、 $N_{\text{H}\text{I}}$ が中性水素原子ガスの柱密度、そして $N_{\text{H}\text{2}} = 2X_{\text{CO}}W_{\text{CO}}$ が水素分子ガスの柱密度。 W_{CO} は速度空間に積分した CO 輝線強度、 X_{CO} は伝統的な $N_{\text{H}\text{2}}/W_{\text{CO}}$ 変換比である。詳しくは論文を参照 (Planck collaboration, 2011)。

さな構造であることや密度の正確な定量が必要であることなど、観測的に明らかにすべき課題は多い。この問題も、SKA の高分解観測が大きなブレイクスルーとなるだろう。

ダークガス問題

ダスト質量からガス総量を求める経験則 電波天文学の教科書に掲載されているように、HI 輝線強度は柱密度に比例し、スピン温度 (HI 輝線に対する励起温度) には寄らないことから、HI ガスの量は正しく見積もられていると考えられてきた。しかしながら、ガンマ線の観測から見積もられたガスの相 (中性原子ガスもしくは分子ガス) によらない陽子の量は、HI 強度から見積もられる中性水素原子ガスの量と、CO の観測から求められる水素分子ガスに含まれる水素原子の量の総和とは比例しておらず、ガスの量の不足分が近年になって明らかになってきた。この不足分はダークガスと名付けられている (Grenier et al., 2005)。また、サブミリ波帯のダスト連続波の観測 (Planck collaboration, 2011) からも同様の結果が示唆されている (図 8.2)。このダークガスは、CO では検出されない分子ガスの可能性の他に、ダストの性質が異なるなどの理由でガス-ダスト比が一定ではないとする説や、HI 輝線が光学的に厚いために HI 輝線強度から見積もられる中性水素原子ガス量が過小評価されているとする説が提唱されている。

OH 分子雲探査 CO では検出されない分子ガスの解釈として、 H_2 は存在するが CO が解離されている、または低密度で CO の励起条件を満たしていない、などの可能性が議論されている。これまでは歴史的に CO 分子は H_2 と十分よく混ざっていると考えられていたが、そうでないのかもしれない。この問題は、CO の代わりに OH 分子を H_2 のトレーサーとして使用することで検証できるだろう。例えば SPLASH (Southern Parkes Large Area Survey for Hydroxyl) におけるパイロット掃天観測では、OH 輝線の分布は CO のそれよりも狭いと報告されている (Dawson et al., 2014)。しかし、空間分解能が $14'$ だったことと感度による検出限界がその理由として考えられる。CO と直接比較できるようにするために、CO 観測で達成している $1''$ 分解能を実現したい。そのためには、十分な感度を与える集光面積を持ち、かつ $1''$ 分解能を達成する 100 km クラスの基線長を持った、SKA という大望遠鏡が不可欠である。

HI 高分解探査 中性水素原子ガス量の過小評価に関しては、HI 輝線強度が中性水素原子ガスの柱密度に比例することを前提とした推定が誤っている可能性がある。この比例関係は HI 輝線が光学的に薄い場合に近似的に成り立つもので、光学的に厚い場合は良い近似とならない。ダスト量と HI ガス量との関係を詳細に比べると、この説を支持する証拠が集まりつつある (Fukui et al., 2014, 2015)。この説を確かめる 1 つの方法として、従来にない高い分解能による HI 観測が期待できる。HI が光学的に厚い領域は狭い範囲に集中していることが期待され、その周囲では光学的厚さが次第に薄くなっていることが予想されるからである。この光学的厚さの空間的な遷移が観測されれば、ダークガスが HI の光学的厚さによることを強く裏付けることができよう。

8.1.3 天の川銀河外の星間物質

銀河進化と分子雲形成過程

分子雲形成過程と HI 観測 星形成の舞台である分子雲の寿命については論争が絶えないが、銀河進化の時間スケール (例えば Gyr) より短いと考えられるため、銀河進化の時間スケールでは

分子雲が絶えず形成されていると言える。銀河進化を決定的に左右する星形成過程を理解するためには、分子雲形成過程を宇宙論的時間で理解することが必須である。恒星進化と星間物質の変遷を繋いでできている宇宙の物質循環を考えると、電離ガスから中性原子雲が形成され、中性原子雲から星間分子雲が形成される過程は、残された最後のミッシング・リンクである。SKAによるHI観測は、ここを直接解明できる重要な地位を占める。

分子雲形成過程に対する現状の理解 現在の分子雲形成過程についての理論的研究は2000年頃に始まり (Hennebelle & Pérault, 1999; Koyama & Inutsuka, 2000)、ようやくその全体像を記述するシナリオが描けるようになってきた。それによると、膨張する電離領域や超新星爆発により形成されたバブルの表面で、HI雲は普遍的に形成される。しかし、 μG 程度の磁場を含む標準的な星間媒質においては、分子雲はバブルによる度重なる圧縮を経て形成されることになる (Inoue & Inutsuka, 2008, 2009, 2012)。つまり、分子雲の形成時間はバブルの膨張時間である百万年を優位に超える長い時間スケールになることが提案されている (Inutsuka et al., 2013)。ゆえに天の川銀河にとどまらず、様々な星形成の特徴を持つ系外銀河へ目を向けることも重要である。

系外銀河のHIサーベイ

系外銀河のHIサーベイの重要性 HIガスから分子雲がどのようにして形成されているかを観測的に調べ、星間媒質の物質循環を銀河スケールで理解することは、星形成を理解し、星形成史にもとづく銀河進化を理解するためには必須である。系外銀河ならface-on geometryを活かして分子雲の空間構造とHIの空間分布とを直接地球上で比べることが可能となる。これは天の川銀河ではできず、face-on系外銀河のHI分布の詳細なサーベイによってのみ可能である。また、この輝線観測に加え、連続波の偏波観測も重要である。なぜなら長波長の電波連続波は多くの場合、宇宙線からのシンクロトロン放射を見ているので、高エネルギー電子の分布及び磁場の向きの分布を測定できるからである。偏波観測から得る磁場構造は、HIガスやCOによる分子ガスの空間構造と比較すべきものであり、また前述のHI雲から分子雲への相転移の程度を決める重要な物理変数である。その観測はSKAによって最も能率的に進めることができる。

系外銀河のHIサーベイの現状 すでに一部の円盤銀河においては分子雲の詳細サーベイが行われているので (Schinnerer et al., 2013)、詳細な円盤銀河中のHI雲分布及び宇宙線・磁場構造を得ることができれば、それらのデータと組み合わせることで、円盤銀河における星間媒質のダイナミクスに対する初めての本格的な研究が可能となるだろう。円盤銀河の渦状腕構造はHI雲及び分子雲が集中している所なので、渦状腕構造の起源に迫ることも可能である。Face-on円盤銀河のサーベイのみならず、edge-on銀河の詳細マッピングと組み合わせることで、銀河円盤の垂直方向の星間媒質の構造の理解も同時に進められる。これも銀河円盤における物質循環を理解するためには重要である。

大小マゼラン銀河 我々の銀河の伴銀河である大小マゼラン銀河 (LMC、SMC) において見られる星形成は、現在我々の銀河で一般的にみられるそれとは大きく異なっている。星間物質も金属量の少ない環境であり、我々の銀河の過去の状況に近いのではないかと考えられている。分子雲探査はNANTEN望遠鏡が全面をサーベイし、ALMAでのフォローアップ観測も進んでいる。HIガスはATCAが40秒角のマップを公開しているが、多くのシェル状構造が検出されるなど興味深い幾

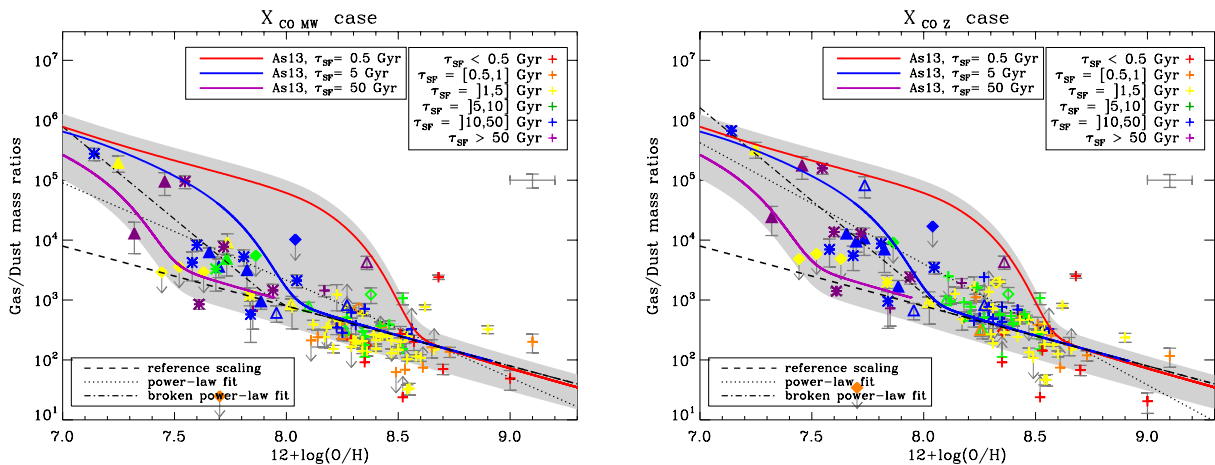


図 8.3: さまざまな金属量の銀河におけるダスト-ガス質量比。シンボルは Herschel による観測 (Rémy-Ruyer et al., 2014)。太実線はモデルの予言 (Asano et al., 2013a)。シンボルのカラーは SED フィットから算出した星形成の指数的減衰のタイムスケール τ_{SF} 。モデルの線のカラーは $\tau_{SF} = 0.5 \text{ Gyr}$: 赤、5 Gyr: 青、0.5 Gyr: 紫を表している。

何学的構造を示す。大小マゼラン銀河の分子雲は空間分解して我々の銀河の分子雲と比較できる数少ないターゲットであり、環境の違いを議論する絶好の対象である。LMC はほぼ face-on なので、分子雲の空間構造と HI の空間分布とを直接天球上で比べることも可能である。

系外銀河のダスト-ガス比

ダスト-ガス質量比の観測 星間物質中のダスト質量とガス質量との関係は単純ではない。なぜなら銀河の星形成によって重元素量が増え、化学進化が進むことによって、ダスト量は刻々と増加してゆくからである。ところが、ダスト-ガス質量比の関係する従来の研究の多くでは、天の川銀河のような成長の進んだ銀河で見られる経験則が用いられてきた。あらゆる宇宙年齢、様々な重元素量や形態の銀河に一つの経験則を適用する、かなり無理のある議論である。このように議論の土台が危ういのは明確にもかかわらず、ALMA によるダスト放射の光度をもとにダスト質量を算出し、ダスト-ガス質量比を介して全ガス質量に換算するという議論が広く用いられるようになってきている。この土台となっているダスト-ガス質量比関係は観測によって検証されるべきものである。実際に Herschel などの観測から、現在仮定されている関係が低金属量で破れていることが明らかになってきた (Rémy-Ruyer et al., 2014)。

ダスト-ガス質量比のモデル化 ダスト-ガス質量比関係の理論的研究は 80 年代から行われていたものの、定式化が非常に複雑なこともあって、信頼できる枠組みができたのはごく最近のことである (Asano et al., 2013a,b, 2014)。この理論モデルでは、100 億年以上にわたる全銀河年齢での銀河のガス量とダスト量を、化学進化と整合的に解くことができる。図 8.3 には観測結果との比較を示す。この理論モデルの重要な結論は、ダスト-ガス比が重元素量の強い非線型関数となっていることである。これは、ダスト粒子が超新星や AGB 星から供給される効果と、シードになる小さな粒子に星間物質中の重元素が吸着されて成長する効果を取り入れることではじめて正しく理解さ

れた現象であり、現在の天の川銀河や遠方クエーサーでみられる豊富なダスト量はこの効果なしで説明することは不可能である。このように、新しい理論は強力な予言力を持っているものの、これが完成形ではない。取り入れるべき星間物理過程も将来改訂されるであろうし、銀河の進化に関する新しい知見も付け加えられることは間違いない。すなわち、理論モデルも詳細な直接観測によって検証されるべきである。SKAはこの関係の検証にも大きく貢献することは明らかである。

8.2 国際SKAサイエンスブックの紹介

国際SKAサイエンスブックにおいて星間物質という領域区分はないが、星間物質やその周辺(太陽圏、星周、パルサー周辺、銀河)を含む論文は既に複数出版されている。本章においては、国際サイエンスブックに掲載された関連する論文の概略をレビューする。

8.2.1 銀河の連続波観測

銀河系内の様々な種族の恒星からのセンチ波帯連続波について、幅広い課題を包括的に取り込んだサイエンスが提案されている。Evolutionary Map of the Universe (EMU; ASKAP) や MeerGAL (MeerKAT) のような既存のSKA precursorsによるサーベイをさらに進化させ、無バイアスで様々な統計的研究 (complete census) を行うことがSKAによって実現可能となる。観測天体の電波連続波放射機構については、熱的放射と非熱的放射に二分される。前者は自由-自由放射(熱制動放射)や黒体放射であり、例えば、大質量星形成領域内にあるUltra Compact HII(UCHII)領域よりもさらに進化初期段階で既存のVLAでも分解できないようなHyper Compact HII(HCHII)領域HCHIIの観測と大質量星原始星段階における降着過程と進化の解明、赤色巨星枝(RGB)から漸近巨星枝(AGB)を経て後AGBへと進化する星々における質量放出過程や、超新星残骸(SNR)の進化と親星からの物質放出・拡散過程の解明、これまでに検出されていない種類のPNeの探査と恒星進化モデルの検証、Luminous Blue Variable(LVB)やWolf-Rayet星のstellar windによる質量放出過程と恒星進化モデル検証などが挙げられている。また、非熱的放射に関しては、多くは磁場の関与する(ジャイロ)シンクロトロン放射が起源であり、Ultra Cool Dwarf(UCL)、Magnetic Chemically Peculiar star (CP)の非熱的放射の性質(時間変動と自転周期など)やその機構(磁気圏活動の起源)、太陽や星のコロナの性質、フレア星のElectron Cyclotron Maser Emission (ECME)の統計的研究とその放射機構などが検討されている。検出可能性については、典型的な距離を仮定したSpectral Energy Distributionを元に検討が進められている。非熱的放射についてはVLBIと深い関係があり、高感度化すれば今からでも準備研究可能は可能である(例えば、前主系列星のフレア観測、WR星のcolliding wind binaryなど)。一方で、連続波、特に(ジャイロ)シンクロトロン放射の偏波観測という観点での議論はほとんど含まれていないが、これも対象になりうるだろう。

8.2.2 VLBI,SKAを用いたメーザー天文学

既存のVLBIネットワークと組み合わせたSKA-VLBIによってメーザーを伴う原始星、晩期型星、超新星残骸などの位置天文観測を行い、銀河系構造の解明や基本パラメータの高精度化、局所銀河群の力学的構造とその起源の解明を目指す研究が議論されている。SKA-VLBIによるメーザー位置天文観測では、主に南天を中心としたおよそ1000天体の距離と年周視差計測を行うことが提案される。対象となるメーザーは、現在も広く観測が行われている1.6-1.7 GHz帯の水酸基

ラジカル (OH) や、6.7 GHz と 12.2 GHz のメタノール (CH₃OH) に加えて、比較的存在が稀な 4.8 GHz のホルムアルデヒド (H₂CO) などが想定される。また、高周波数帯までカバーできれば、22 GHz にある水 (H₂O) メーザーも観測が可能となる。SKA の初期段階では可視光での GAIA による銀河系位置天文学が発展する時期であり、電波の SKA-VLBI による位置天文観測とは相補的な役割を担うことが可能である。例えば、GAIA は可視光で見える恒星を、電波では可視減光の大きいより進化した晩期型星の位置天文データで貢献することが期待される。SKA-VLBI による位置天文観測の高精度化により、銀河系内の原始星や晩期型星、超新星残骸の直接距離計測 (年周視差計測) を誤差 1% 以上の精度で行い、かつ、固有運動計測も可能となる。多数の天体を観測することで、銀河回転速度や Local Standard of Rest (LSR) の運動、銀河系中心までの距離の高精度化、銀河系渦状腕の正確な形状の解明が可能になると期待される。晩期型星の距離計測により、GAIA では減光のために観測不可能な質量放出の極めて大きいフェーズの天体をも含む周期-光度関係の高精度化も可能となる。また、個々の天体 (星形成領域や晩期型星) の物理量の高精度化も可能である。南天の観測のため、ALMA 観測対象とのシナジーも重要なデータとなる。また、ダークマター分布の解明、局所銀河群内での銀河系の軌道運動計測から、銀河系形成と進化についての知見を得ることも期待される。OH メーザーのように、ゼーマン分裂の観測が行われれば、銀河系の力学構造と磁場構造の関係を明らかにすることも可能である。より遠方の天体まで考慮すると、LMC や SMC、M31、M33 などを含む局所銀河群の運動計測、これら系外銀河の距離や回転運動の計測も行うことができ、銀河系形成やこれまでの進化と将来についての議論が発展する。例えば、局所銀河群での相互作用と星形成活動の履歴を調べる研究などが考えられる。LMC や SMC の位置天文観測は、銀河系とは異なる環境における恒星種族や星間物質の性質、宇宙の距離スケール基準の高精度化などにも役立つ。SKA の高い感度は、さらに遠方の近傍銀河やおとめ座銀河団の位置天文観測も実現できると期待される。(本節は、7 を参照して下さい。)

8.2.3 Anomalous Microwave Emission (AME) の観測可能性

星間塵の観測では、古くから可視光や赤外線での吸収 (減光や赤化) の観測が行われており、近年ではサブミリ波やミリ波帯での熱放射の観測が盛んになっている。一方、より低周波数帯では、Anomalous Microwave Emission (AME) と呼ばれる放射機構が提案されており、SKA による新たな観測のプロープとして提案されている。観測的には、Planck や WMAP をはじめとした幅広い電波領域での CMB の精密な SED 観測によってその存在が確認されている。星形成領域のようなコンパクトな成分だけでなく、比較的薄く広がった放射としても認識されている。AME は電気双極子モーメントを持つ回転するダストからの放射、または磁気双極子モーメントを持つ磁化したダストからの放射として理論的に説明されており、低周波数帯でシンクロトロン放射や熱制動放射とは区別される特徴的なスペクトルが予想されている。その放射強度のピークは 30 GHz 帯と予想されており、SKA では Band 5 での周波数が最重要となる。星間塵からの放射であるため、例えば、星形成領域では高密度コアや星周円盤、光解離領域 (PDR) など、多様な進化段階やスケールの天体が観測可能となる。これにより、薄いガスから高密度コアに至る星間塵の成長過程を調べることが可能になり、惑星形成の起源を探る新たな手段となりうる。また、星形成領域と並んで重要な SKA の観測対象としては、星間塵に埋もれた遠方の星形成銀河も挙げられる。遠方銀河での AME は現時点では検出数は少ないが、これは AME を放射する領域が小さいか、低周波数帯での観測が十分でないことが考えられる。高赤方偏移天体では AME のピークが 10 GHz 以下になり、SKA での観測に適した周波数帯となる。AME による回転するダストの放射は ISM の新たなトレーサとし

て、理論モデルと組み合わせることでダストサイズ分布や組成、密度、星間空間での放射場の推定に用いることが可能になる。また、AME と関連して、本文献では星間塵の放射として PAH の回転スペクトルの検出可能性についても議論されている。PAH も AME 同様に、遠方銀河にまでおよぶ星間塵を含むあらゆる天体での観測が可能であると予想される。PAH は Quasi-symmetric な構造であれば、回転定数が小さい（回転モーメントが大きい）高分子からの回転遷移が低周波数帯で等間隔のスペクトル線として検出される可能性がある。例えば、ベンゼン環が7個結合した coronene(C₂₄H₁₂) であれば 335 MHz 間隔、ベンゼン環が19個結合した circumcoronene(C₅₄H₁₈) であれば 67 MHz 間隔の回転スペクトルが予想される。PAH は AME の主要なキャリアの可能性があり、PAH のスペクトルからその化学組成を同定することが可能になる。

8.2.4 天の川、Local group の OH メーザー観測

SKA(VLBI も含む) による OH メーザー観測計画についてのレビューがまとめられている。OH メーザーはこれまでに 2000 天体ほどが検出されているが、光度関数の統計的な議論から、SKA ではその高い感度によって 20000 個天体の検出できると予想されている。これまでのサーベイ観測では、OH メーザーを検出ができなかった天体では本当に OH メーザーが存在しないのか、弱くて検出できないのか、あるいは時間変動やビーミングの影響で検出できないのか、区別ができていなかった。SKA による統計的な研究により、OH メーザーの有無による天体種族や性質の差異、天体構造変化のタイムスケールが統計的に議論できるようになる。また、より存在の稀な高励起状態の OH メーザーの検出数も飛躍的に増加すると期待される。弱いメーザーや稀なメーザーの検出により、例えば AGB 星から双極ジェットが放出されたばかりのフェーズなど、恒星進化における短いタイムスケールの現象を捉えることも可能になると期待される。また、SKA の感度があれば、LMC や SMC、いて座矮小銀河 (Sagittarius Dwarf Spheroidal)、M33 など局所銀河群における多数の OH メーザーも検出可能であり、金属量の異なる環境での構造形成や恒星種族の統計的研究も初めて可能となる。より遠方にある OH メガメーザーの観測では、そのホスト銀河同士の衝突や相互作用による活発な星形成活動や磁場構造のプロープとして有用である。また、OH メーザーの特徴としては偏波によるゼーマン分裂の観測が挙げられる。これにより、個々の天体や銀河系全域の磁場構造の研究を行うことも重要である。SKA では様々な種族の OH メーザーを伴う晩期型星が対象となるため、銀河系の様々な構造 (thick disk, thin disk, bulge, halo、球状星団など) の研究でプロープになりうる。また、SKA による微弱な OH メーザーの観測は、他の輝線では検出できない低密度星間ガスにおける比較的弱い衝撃波環境の研究手段にもなりうる。このような OH メーザーは超新星残骸や銀河系の circumnuclear disk の力学構造計測のプロープとしても用いられる。比較的 low density な領域を観測する OH メーザーは、HI による恒星からの質量放出や星間ガス観測とのシナジーもあり、星間物質循環の描像を与える。VLBI 位置天文観測では、銀河系内だけでなく、LMC や SMC を含む局所銀河群の力学構造とその進化に迫る研究が期待される。

8.2.5 天の川銀河内の spectroscopic survey

SKA による低周波数帯での電離ガス、中性ガスを含む銀河系内の原子・分子スペクトル線観測の提案となっている。低周波数帯で観測可能な電波スペクトル線としては、H, He, C, 3He⁺ などの原子の電波再結合線 (Radio Recombination Line, RRL) や比較的単純な構造をした分子 OH, CH, H₂CO, NH₃ などの超微細構造線や反転遷移などが対象となる。これらはミリ波・サブミリ波帯で

観測される分子雲やその内部の高密度コアからの多くの分子の回転遷移とは異なり、比較的low密度で広がったガス、例えば、PDR、diffuse gas と HII 領域の境界の観測などに適している。HII 領域だけでなく、PNe も観測対象となる。また、H₂ 分子のトレーサとして観測されるミリ波サブミリ波帯の CO 回転遷移や SKA での最重要観測対象の 1 つでもある HI との比較による幅広いサイエンスも期待され、ALMA と相補的な役割を果たす。また、H, He の RRL による UV の推定、C の RRL と FIR CII の比較、CO では観測ができないような低密度分子ガスにおける H₂CO 吸収線 (4.8/14.4 GHz) による密度計測、レーザーや連続波による年周視差計測と合わせた観測と合わせた銀河系構造研究が検討されている。さらに、SKA でも 24 GHz 帯まで観測が可能になるとした上で、これまでも広く行われてきた NH₃ による分子雲サーベイの拡張も提案がなされている。これら分子や原子輝線の銀河面サーベイにより、中性とイオン化した星間物質両方の速度構造や空間構造の詳細を解明することも可能になる。イオン化した領域では、制動放射とシンクロトロン放射の分離にも使われる。(廣田コメント) OH, CH による薄い分子ガスの観測は日本国内グループでも実績がある。

8.2.6 星形成領域・渦状腕の tomography

SKA による VLBI で、星形成領域の電波連続波天体 (主に弱輝線 T タウリ型星からのジャイロシンクロトロン放射) の位置天文観測を行うことにより、星間分子雲や銀河系渦状腕の奥行き方向も含む 3 次元構造を解明することを目指した研究が検討されている。VERA や VLBA Bessel プロジェクトのような現在の VLBI 位置天文観測では、主に水分子やメタノール分子を中心に、一酸化ケイ素分子、水酸基ラジカルなどの明るいレーザー輝線を使うことが多い。しかし、SKA で対象となる電波連続波を放射する弱輝線 T タウリ型星をはじめとした若い星は、レーザー天体にくらべてより多くの種族や進化段階での検出が期待される。例えば、オリオン座分子雲 (星形成領域) では、レーザーを放射する原始星候補天体は数天体しかないが、連続波源は 50 以上がすでに同定されている。このような研究は、すでに VLBA による大規模観測で太陽系近傍 (概ね 500 pc) の有名な星形成領域で行われている。例えば、VLBA による The Goulds Belt Distances Survey (GOBELINS) では、太陽系からもっとも近い星形成領域の 1 つであるおうし座分子雲において、その当時 5 天体の電波連続波 VLBI 一天文観測により、分子雲フィラメントの奥行き構造や固有運動の違いについて議論をしている。SKA-VLBI では、高感度化によって対象となる天体数を増やし、かつ、位置天文観測の高精度によってより遠方の天体まで研究を発展させることを狙いとしている。SKA では広い視野内に星形成領域内にある複数の対象天体と、その近傍の複数の位相 (位置) 参照電波源が存在すると期待されるため、位置天文観測のキャリブレーション精度も向上することが可能である。SKA1 では性能に制限があるため、対象天体は近傍星形成領域に集中することが提案されているが、SKA2 になれば kpc スケールでの銀河系渦状腕の構造もターゲットになると期待される。電波による位置天文観測は、GAIA とは異なり星間塵の吸収を受けにくいいため、分子雲深くに埋もれた若い天体や銀河面内の遠方天体では優位性を発揮できる。一方で、GAIA との共通な観測天体があれば、星間減光と距離の関係を用いた分子雲奥行き構造の議論なども可能になり、シナジーも期待される。目指しているサイエンスとしては、星形成と進化理論の検証という観点で、分子雲形成モデルの検証、精密な HR 図による前主系列星の進化モデルの検証、前主系列星の磁気圏活動と進化段階や質量などの関係の検証、減光や赤化との比較による分子雲構造の解明、などが挙げられている。SKA 2 になれば、これらを遠方天体に拡張して、太陽系から 2-3kpc 内の銀河系渦状腕の奥行き (腕の幅 100 pc 程度) を 1% の視差計測精度により測定することが可能になり、

銀河系力学的構造モデルの検証も可能になる。さらに、より遠方のパルサーやメーザー天体と組み合わせた位置天文研究も可能になる。さらに、分子雲構造の解明という観点から、分子雲形成という星間物質・星間現象の問題に迫ることができる一方で、星形成の初期条件、局所腕など銀河系構造の研究にもつながり、他のテーマ (Cradle of Life, Star formation, Milky Way Galaxy) と密接に関連している。(本節は、7を参照すること。)

8.2.7 冷たい中性媒質の物理：低周波での再結合線

SKAは銀河進化におけるCold HIガスの役割に関する知識を変えると期待されている。低温・低密度のHIガスはISMの重要な要素であるが、HI21cm線は温度、密度などの基本的な情報を制御できない。SKAは350MHz以下の炭素の再結合線(CRRL)を用いてISMの低温・低密度ガスを研究する機会を与える。CRRLは低温・低密度のガスに敏感なプローブである。SKAの優れた感度、視野、周波数分解能で広範囲を観測することで、低周波の再結合線の研究に革命をもたらす。天の川銀河、マゼラン雲、系外銀河の個々の雲、フィラメントのスケールで熱的バランス、化学的濃縮、Cold HIガスのイオン化率を決定できる。低温の原子ガスのみで感度のあるCRRLの観測はHIのCNM、WNM成分の分離に役立つ。

分子相においてはその性質はよく特徴づけられ、星形成における役割も定式化されてきた。しかし、原子層において、HI21cm線はWNMとCNMの両者が寄与しているため、温度・密度に関して、HI21cm線での解析や解釈はチャレンジングであり、限定されたケースにのみなされてきた(Heiles & Troland 2003)。WNMとCNMの両者をどのように精度よく分離できるかが鍵となる。これを成すためには低温原子ガスのよいトレーサーであるCRRLを観測することである(e.g., Payne et al. 1989, Anantharamaiah et al. 1994, Kantharia & Anantharamaiah 2001, Anish-Roshi et al. 2001)。

銀河の場合 大規模なスケールにおいては、度スケールの分解能で実施されきた(e.g., Anantharamaiah 1985, Peters et al. 2011, Erickson et al. 1995, Roshi et al. 2000, Kantharia & Anantharamaiah 2001)。CRRLsはHI21cm線の吸収線と良い一致していることから、CNMをトレースしているそうだとわかってきた(Anantharamaiah et al. 1994, Anish-Roshi et al. 2001, Oonk et al. 2014)。CRRLs放射の理論モデルはこの描像と矛盾しない。小スケールではCas Aの方向の冷たい雲に対してCRRLsのモデリングが行われており(Kantharia et al. 1998)、現在ではLOFARによる観測が始まっている。

系外銀河 系外でのCRRLsの初検出はLOFARによって成された。M82で検出され、HI21cm線の吸収線とよい一致を示した(Morabito et al. 2014)。今後数年で、LOFARを用いて160MHzのサーベイ観測を実行する予定で、どのタイプの電波源でどれくらいの割合でCRRLsを検出できるか、また、CRRLsが他の特徴とどのように比較できるかを確立する。

低周波のCRRLsはnon-LTRモデルでの解析が必要である(e.g. Shaver 1975; Brocklehurst & Saleem 1977; Walmsley & Watson 1982; Ponomarev & Sorochenko 1992; Storey & Hummer 1995)。このモデル解析により、電子の温度と密度、熱的圧力、炭素の存在量を見積もることができる。また、CRRLsはCNMのトレーサーであるため、HI21線の吸収線と合わせればWNM/CNMの存在比を求めることができる。さらにHRRL(水素の再結合線)/CRRL比から水素の電離度を決定できる(Sorochenko & Smirnov 1987)。

SKA での展望 SKA は以下の重要な問いの答えを探る助けになる。

- CRRLs を放射する領域の形状がどうなっていて、その領域は原子、分子、星形成や hot gas、銀河系の大スケールの構造とどのように関係しているのか？
- Cold diffuse clouds に対する熱的圧力のバランスはどのようになっているのか？
- Diffuse gas の炭素の存在量と銀河の動径方向でそれがどのように変化しているのか？
- CNM のイオン化率はどれくらいか？
- 他銀河における CNM の物理状態はどのようになっているのか？これらは jet、wind や星間空間の分子、ダストの質量といった他の特徴とどのように比較できるか？

SKA1-Low では 50-350MHz のバンド幅で α 系列 243 ライン ($n=266-508$) を同時観測できる。銀河系内に関しては銀経 \pm 50 度以内、銀緯 \pm 5 度以内の範囲で cold diffuse cloud の物理状態を決定し、星形成のプロセスに対する役割を明らかにする。銀河系中心は最重要ターゲットの 1 つである。銀河系中心においては空間分解能が 50MHz で 25pc、350MHz で 4pc 程度あるので、Phase1 では分子雲と、より広がった HI との関係を議論する。PDR や HI nuclear disk のような小さい構造については Phase2 の SKA-Low が必要となる。系外銀河に関しては CRRL の検出と CNM の物理状態を調査する。特に再結合線の周波数から redshift を測定でき、HI21cm 線を同定するのに困難な光学的に faint な天体に対しても有効である。

8.2.8 HI survey に向けた多波長観測

SKA 時代には、中性水素ガス (HI ガス) の観測に基づく銀河進化過程の解明が劇的に進むことが期待される。特に SKA による HI 観測と、同時代に稼働する装置による多波長観測とを組み合わせることで、複雑に混ざり合った銀河進化に関係する諸プロセスを切り分けて定量的に評価することが可能となる。例えば、(1) 銀河の進化段階における HI ガスの量の増減には、外部からの供給や星形成による消費などあらゆるプロセスが関わっている。HI 観測とともに、これらのプロセスに付随する天体や現象を多波長で観測することにより、各プロセスの寄与を分離することができる。(2) また、HI 観測に加えて可視光や近赤外線分光観測により、銀河中の星やガスなど異なる phase、あるいはディスクやバルジなど異なる形態の運動をトレースすることで、銀河全体の運動や角運動量の情報が得られ、その背後に働く物理に迫ることが可能となる。(3) 銀河の周辺環境が銀河、特に銀河中の HI ガスの分布や総量に与える影響は未だ十分に理解されておらず、高空間分解能・高感度を実現する SKA 時代のサイエンスの範疇である。SKA の HI 観測と、サンプル数が多く十分にディープな可視光観測による赤方偏移情報とを組み合わせることにより、銀河の周辺環境の情報を宇宙空間のあらゆる領域に対してバイアスなく得ることができる。(4) 最後に、星形成や AGN activity、超新星爆発などからのフィードバックは、銀河内の HI ガスの質量関数や HI リッチな銀河の分布に影響を与える。HI 観測と各フィードバックプロセスをトレースできるような波長の観測とを組み合わせることにより、フィードバックが銀河進化に与える影響を解明することができる。SKA による HI 観測と比較するのに適した可視光の撮像観測装置としては、Subaru Hyper-SuPrime-Cam と LSST が挙げられる。特に LSST は南天の観測で威力を発揮するため、SKA とのシナジー観測に適する。近赤外線では VISTA や Euclid の撮像観測との比較が期待されるが、sky coverage や観測の深さにおいて、やや SKA とは相互性が良くない。次に可視

光や近赤外線分光観測とのシナジーであるが、これには銀河内でのスペクトル分布を明らかにできるほど空間分解能の高い可視光/近赤外線観測と、それほど空間分解能は高くなく multi-object spectroscopic を目指す観測とがある。後者の場合、観測装置は多数あるが、その中でも南半球で運用される VISTA/4MOST が最も SKA 観測データとの組み合わせに適している。また、前者の空間分解能の高い分光観測のための装置は、WHT など 2015~2025 年にかけて利用可能なものが増えている。

8.2.9 中性水素分布と銀河進化

HI 質量関数 HI 質量関数はガスの豊富な銀河に対する最も重要な統計的尺度であり、銀河進化のモデルに制限を与えるためにも必要不可欠な観測量である。例えば、高赤方偏移銀河の減衰ライマン α 吸収線系の観測から得られる情報と HI 質量関数より得られる HI 質量密度の比較によりガスと銀河の進化モデルに制限を与えることができる。また、HI 質量密度は冷たいガスの分布と進化を調査するために準解析および流体力学モデルとの比較も行うことができる。HI 質量密度と同様に HI 質量関数の形状も重要である。例えば準解析モデルでは $z=0$ の HI 質量関数の形状は不可欠な制約である。これまで局所宇宙での HI 質量関数はよく測定されてきた。しかしながら浅いサーベイのために HI 質量関数の環境への依存度については議論が続いている。

銀河の質量集積とガスの剥ぎ取り 銀河間物質 (IGM) から銀河へのガス流入は銀河の形成・進化の重要な要因である。しかしながら観測的な証拠に乏しくどのように起こるかわかっていない。また、恒星風や超新星爆発により銀河のディスクから HI ガスが弾き出される。このような HI の流出により、通常、銀河の HI 質量の 10% ほどを含む非常に平面的なガスの層を形成する。HI ハローの運動の研究は銀河のディスクと IGM 間の物質・角運動量交換に関する不可欠な情報を提供する。ガスは銀河団からの潮汐力の相互作用やラム圧により銀河から剥ぎ取られる。しかしながらこのような観測例は非常に大規模な構造に限られ、サンプル数は少ない。

タリーフィッシャー関係 タリーフィッシャー関係とは、銀河の真の光度と、銀河 1 つ全体で平均した HI 輝線 (以下、global HI line と表記) の線幅には正の相関があるという経験則である (Tully & Fisher, 1977)。これはガスが豊富な晩期型銀河で最も重要なスケリング則の 1 つであり、渦巻銀河の距離指標関係としても用いられる。global HI line のプロファイルは銀河回転や HI の詳細分布、銀河自体の傾きなどの畳み込みによって決まる。したがって銀河の回転速度が上昇すれば単純に global HI line の線幅が広がるとは限らず、タリーフィッシャー関係には分散などにバイアスがかかる。このバイアスを取り除くためには空間的によく分解された HI の観測が必要である。

SKA 先行機での大規模調査 ここでは SKA の先行機である、ASKAP と MeerKAT での HI 大規模探査計画について紹介する。

- ASKAP:WALLABY (Widefield ASKAP L-Band Legacy All-Sky Blind Survey) WALLABY は全天の 75% を超える領域の系外銀河中性水素ガスサーベイであり、赤方偏移が 0.26 までに最大 50 万個の銀河を対象とする。総観測時間は 9600 時間に達する予定である。このプロジェクトは銀河の形成、進化、恒星やブラックホールのフィードバック、ガスの降着や銀河同士の相互作用に関する理解の向上を目的とする。WALLABY Early Science に関する論文は 2019 年 11 月の段階で 5 編出版されている。

- ASKAP:DINGO (Deep Investigation of Neutral Gas Origins) DINGO は ASKAP で行われる 10 のサーベイ計画のうちの一つであり、宇宙時間の経過に伴う HI の進化に関する研究を行う。サーベイは 2 段階に別れて、Deep が、GAMA/WAVES 領域に存在する赤方偏移 $z < 0.26$ までの銀河を、Ultradeep が GAMA G23 領域の赤方偏移が $0.1 < z < 0.43$ までの銀河を対象とする。総観測時間は 7500 時間を予定している。
- LADUMA (Looking At the Distant Universe with the MeerKAT Array) Extended Chandra Deep Field South を含む赤方偏移 $z > 1$ の銀河を HI ガスの単一ポインティングで観測する計画であり、総観測時間は 3424 時間を予定している。LADUMA では赤方偏移に応じたバリオン・タリーフィッシャー関係と HI 密度、赤方偏移と環境による HI 質量関数の多様性、HI の物理量と銀河の星の性質の関連性を研究する。2019 年 11 月現在では観測結果に関する論文は出版されていないようであるが、MeerKAT は科学的運用を開始しており、じきに結果が示されるだろう。
- MHONGOOSE (MeerKAT Observations of Nearby Galactic Objects - Observing Southern Emitters) MeerKAT Large Survey Project の一つであり、近傍 20 Mpc に存在する 30 の銀河を対象にした高感度での HI ガス観測計画である。この対象とする銀河は、HI 質量が $10^5 \sim 10^{10}$ 太陽質量までの質量をもち、また全ての傾斜角をカバーする。従って、HI 質量が 5 桁に渡る範囲での銀河進化に関する包括的な情報を提供する。1650 時間の観測時間を予定しており、このプロジェクトの試験観測はすでに実行済みであり (Sorgho et al. 2019)、最初の本観測は 2019 年末または 2020 年初頭に計画されている。
- MeerKAT Fornax Survey MeerKAT を使用し、ろ座銀河団の HI ガスとシンクロトロン放射を観測する計画である。銀河団内の銀河が互いに、また銀河団内の物質との相互作用をしながらどのように進化するかを研究し、cosmic web 内のガスとろ座銀河団の関係を明らかにする。このプロジェクトも MHONGOOSE 同様に試験観測時に取得されたデータを用いた論文が出版されており、Fornax A(NGC1316) に HI ガスの長い尾が付随していることを初めて検出した (Serra et al. 2019)。

SKA での観測見通し 既存の装置に対する SKA1 の最大の改善点は、合理的な空間分解能で銀河を撮像する能力と、赤方偏移が $0.2 < z < 1.7$ の範囲の銀河に対する優れた柱密度感度である。SKA1 の浅いサーベイ観測では空の大部分を対象にし、赤方偏移 $z \sim 0.25$ までの 50 万個の銀河の HI 質量の情報を提供し、そのうち数万個の銀河は空間的によく分解された情報を提示することができる。さらに深いサーベイでは $z \sim 0.6$ までの HI 質量などの情報を提供するが、ガスの集積、銀河からのガス流出と言う銀河進化に関連する物理過程を区別できるほどの情報は得ることができない。

SKA2 は SKA1 に比べてさらに空間分解能、感度共に上昇し $z = 1$ までの天の川銀河程度の大きさの銀河の HI 輝線での撮像を可能にする。さらに星形成率密度がピークを迎える $z \sim 2$ までの HI の統括的な情報を与える。

8.2.10 銀河と大小マゼラン銀河の進化

銀河の進化について理解するには、幅広いスケールでの物理的プロセスの解明、詳細に観察できる近くの天体に対して新しい理論との照らし合わせをしていくことが重要である。天の川銀河、

近傍のマゼラン雲は、それぞれ独自の(異なる)金属量と星形成率を持ち、銀河の進化について良い研究環境を提供する。これらの天体では、銀河が継続的な星形成を行っていくための新たなガスを獲得する方法、周囲の銀河間物質やガスを交換する方法、そして拡散した温かいガスから分子雲、最終的には星形成へのプロセスを最も詳細に観測することができる。水素原子(HI)の21cm線は、これらの物理プロセスの優れたトレーサーである。SKAでは天の川銀河のガスの進化(ハローから分子雲の形成、星形成まで)に関するこれまでの理解を変え得る surface brightness sensitivity、point source sensitivity、angular resolution の観測が提供されるだろう。

課題 銀河の進化について、大きく3つの課題が挙げられている。(i) 銀河はどのようにして新しいガスを得るのか。(ii) どのようにガスを銀河内の環境に供給するのか。(iii) どのように温かい拡散したガスを冷たい高密度のガスに変え、星を形成するのか。銀河が継続的な星形成を行うには、銀河に大量のガスが降着する必要である。例えば、現在の天の川銀河のディスクに存在するガスの量と、星形成率では数 Gyr 以内に天の川銀河内のガスを使い果たす (Putman et al. 2012)。しかし、ディスク内の存在する星の年齢測定から、過去 12Gyr に渡る継続的な星形成が行われている結果が得られている。天の川銀河へのガスの供給源として、大小マゼラン雲とマゼラニクス トリームを含むマゼランシステムと、High Velocity Clouds (HVCs) が挙げられる。これらの供給源と、天の川銀河との相互作用を調べるには様々な物理状態にある HI の観測、特に希薄な HI の観測が重要であり、現在得られている結果より高感度、高空間分解能の観測が必要である。天の川銀河には幅広い温度を持ったガス(主に水素)が存在している。これらのガスは、温かい拡散した状態、冷たく高密度な状態、中間の不安定な状態の3つ相を循環している。冷たいガスは分子の形成、分子雲の形成、星の形成に不可欠である。銀河の進化を理解する上で、それぞれの状態にあるガスの存在量、相間の流量を調査することは重要である。しかし、それぞれの相に存在するガスの割合は天の川銀河のほとんどの領域で知られていない。また、それぞれの相間の流量は事実上不明である。

SKA の見通し SKA による HI(1420MHz) の高感度、高空間分解能、高速度分解能の観測により、天の川銀河のディスクとマゼラン雲に出入りする様々な状態にある物質の測定が可能になる。また、Planck, Herschel などの星間塵の観測結果と組み合わせることで星間雲内の原子から分子への遷移を明らかにできるだろう。SKA はマゼラン雲内に存在する HI を 1 pc を切る角分解能で詳細に観測することができる最初の装置であり、金属量、放射場が分子雲の形成、進化に与える影響についての重要な情報を提供できると期待される。HI の観測について2つの観測が提案されている。(i) 高解像度、高速度分解能を用いた「浅い」全天サーベイ。(ii) 銀河面とマゼランシステムを対象とした高感度な「深い」観測。また、これらの観測に必要な条件(感度、観測時間)の見積もりを行っている。これら2つの観測では幅広い温度、密度を持ったガスを対象としている。希薄で拡散した HI ガスを SKA で検出するためには、いわゆる "zerospacing" を含める必要がある。技術面において慎重に検討する必要がある。

8.3 日本が狙うサイエンス

SKA と同じ帯域の観測は日本では限られるが、臼田をはじめとして急ピッチで開発が進められている。本節では、2015年発行の日本版サイエンスブックからさらに進めた日本独自の SKA に向けた研究を紹介し、SKA でどのような研究に繋がる見込みかを紹介する。

8.3.1 星間媒質における中性水素原子雲の役割と観測の重要性

中性水素原子雲の役割 HI 雲は分子雲の原材料であると考えられているが、分子雲はその名称が示すように主に CO 分子輝線で観測されており、原材料である HI 雲が分子雲の、特に星形成活動にどのような影響を与えているのかについては全く理解されていない。近年の分子雲形成シミュレーションは原材料である HI 雲の降着が分子雲の超音速乱流の主要駆動要因になっていることを示唆しており、さらに、これまで観測されてこなかった乱流エネルギーの中性水素原子が担う成分は分子のそれを桁で凌駕するほど強く、分子雲での星形成を本質的にコントロールしていることを示唆している (Inoue & Inutsuka, 2012)。

中性水素原子雲の観測の重要性 このような新しい星形成描像を確認する為には分子雲を単に分子輝線で観測するだけでは不十分であり、中性水素原子まで含めたでシステム全体を観測することが必要不可欠である。さらに、近年の若い超新星残骸の磁気流体シミュレーションは、分子雲や HI 雲と超新星衝撃波の相互作用が、乱流励起を介して宇宙線加速を促進することを示しており、また宇宙線と雲の相互作用で発生するガンマ線放射を通して宇宙線のプローブとしての役割を期待することができる。SKA によって若い超新星残骸周辺の中性水素原子観測が進展すれば、X 線やガンマ線放射と比較することによって通常の方法では困難な宇宙線陽子の加速効率を測定する道を開くことができる (Inoue et al., 2012)。

8.3.2 ダークガス

Dark gas 問題は、銀河系の物質進化に関わる重要な課題である。dark gas の量が無視できないとすると、我々は星間物質の総質量を大幅に過小評価している危険がある。そもそも Dark gas の正体は何なのか、主に以下のようなアイデアが提案されている。

- CO では検出されない分子ガス
- 光学的に厚い HI ガス
- ダストの変性による放射効率の変化

Tielens, & Hollenbach (1985) で提案された光解離領域 (PDR) の平行平板モデルによると、PDR は分子雲の表面に層状に分布することが予想される。また紫外線の自己遮蔽が効く減光量は分子種によって異なり、HI/H₂ の相転移領域で $A_V = 2$ 等級、C I/CO で 3 等級ほどである。その間の領域には、CO 分子が存在しない分子ガス (CO-free molecular gas) の層が存在することが示唆されてきた。しかしこれまでに、富士山望遠鏡や NANTEN2、または ASTE 望遠鏡による C I 輝線の観測から、中性炭素原子は、CO と非常によく混ざって分布していることが示された (e.g., Kamegai et al., 2003; Kramer et al., 2008; Shimajiri et al., 2013)。分子雲が小さな粒状の構造からなり、紫外線が分子雲の奥まで侵入できるとすると、C I の観測結果はよく理解できる。Izumi et al. (2019 submitted) によると、 A_V が 100 等級に達するような高密度領域まで、C I と CO はよく似た分布を示している。一方で星間雲の表層にあると予想される CO-free molecular gas は、その厚みや雲全体に対する volume filling factor が、星間雲の密度構造と紫外線強度に大きく依存すると考えられる。

ISM は放射による冷却が効率的であるため、圧力の摂動に対して不安定な領域が現れる。そこで圧縮された中性ガスは、熱的不安定性により Warm Neutral Medium (WNM) と Cold Neutral Medium (CNM) と呼ばれる二相に別れることが知られている (Field et al., 1969; Wolfire et al., 1995)。衝突する HI ガス流の数値シミュレーションにより、圧縮され熱的不安定を経験した星間ガスは、小さな

粒状の構造を持つ CNM を作り、それらが薄く広がった WNM の中に埋め込まれた分布を持つことが示された (e.g., Koyama & Inutsuka, 2000, 2002; Hennebelle, & Audit, 2007; Inoue et al., 2012)。また星間磁場の効果により、CNM がフィラメント状の構造を持つことも予想されている (Inoue et al., 2018)。分子ガス形成が、低温で高密度な CNM 中で進むと考えると、進化の初期段階にある分子雲も粒状の構造を持つと予想される。実際に、分子雲の縁で、数 1000 AU スケールの微小な分子雲が観測されている (Tachihara et al., 2012)。

Fukui et al. (2014, 2015) は Planck 衛星によりダストの光学的厚み τ_{353} と、HI から見積もられる柱密度を比較した結果、両者の相関は悪く、特にダスト温度の低い領域で HI の強度が相対的に弱くなっていることを指摘した。比較的柱密度が小さく、両者がよく相関している領域で確立されたガス-ダスト放射の関係をを用い、低温の CNM 領域では、スピン温度が数 10 K で光学的に厚い HI ガスが大量に存在している可能性を示唆した。

HI の観測における困難としては、HI ガスは銀河を広範囲に覆うように分布しているため、放射のバックグラウンド成分を取り除くために必要な、輝線の見られない参照点 (off 点) を見つけるのが難しいことにある。そのためこれまで CNM の量は、背景にある電波源に対する吸収線の観測により見積もられてきた (e.g., Heiles, & Troland, 2003a,b)。しかしこれについては別の問題が指摘されている。吸収をおこす前景成分が上記のように不均一であるため、吸収線の強度は前景成分の視線上で重なり具合に大きく依存する。そのためビーム内で平均化された放射強度から求めた柱密度に比べて、高い確率で過小評価されると考えられる。また、十分に放射強度の強い電波連続波源の数が限られていることも問題である。

一方で、ダストの性質 (組成やサイズなど) が変性し、放射効率が変化した可能性が議論されている。特にダストの吸収係数のスペクトル指数 β は、ダスト粒子の成長により変化することが知られており、原始惑星系円盤などでは惑星形成につながる進化の指標とされている。ISM 中でもダスト粒子の成長や破壊が進んでいる可能性がある (Roy et al., 2013)。そこで、ダスト放射の代わりに、星間陽子の分布をよく表すと考えられるガンマ線の観測から、ダークガスの量を見積もる研究も進んでいるが (Grenier et al., 2005; Hayashi et al., 2019a,b)、角度分解能が乏しいため、 A_V の違いによる効果を詳細に検証するには至っていない。

上記のような問題は、SKA の高い分解能観測により HI の小さな構造が分解可能になること、高感度を活かしてより暗い連続波点源の観測が可能になることで、一気に進展することが期待される。また CO 以外の低密度分子ガスのトレーサーである OH 分子を、高い分解能で観測できることも、原子/分子ガスの相転移領域を調べる強力なツールとなりうる。ALMA などのサブミリ波望遠鏡では、中性炭素原子 C I 輝線の観測が可能で、星間物質中の炭素の原子/分子相転移は、すでに数 100 AU スケールで調べられつつある。また上記ガンマ線を用いた手法に対しては、格段に高い分解能と感度を有する次世代の望遠鏡 Cherenkov Telescope Array (CTA) が建設中である。またダストの変性については、SPICA 衛星が活躍するであろう。その中で、SKA の担う役割に対する期待は非常に大きい。

8.3.3 白田 64m 鏡の整備

白田 64m 鏡・L バンド受信機システム 白田 64m 鏡は宇宙航空研究開発機構 (JAXA) が白田空間観測所 (長野県佐久市) にて運用している口径 64m のセンチ波を送受信可能な望遠鏡である。1984 年に建設されて以来、宇宙探査機との通信に使用されてきた。宇宙探査には S 帯 (2.2–2.3 GHz)、X 帯 (8.2–8.7 GHz) が使われてきたが、L 帯 (1.4–1.7 GHz)、C 帯 (4.7–5.1 GHz、6.6–6.8 GHz) の受信

機も整備され、天文学観測装置としての側面も出てきている。2019年現在、「はやぶさ2」、「あかつき」等の小型探査機との通信が最優先事項ではあるが、空き時間の一部を使って天文観測に向けた作業が進められている。臼田64m鏡に搭載されているLバンド帯受信機は両偏波の同時観測が可能である。現状の地球大気込みのシステム雑音温度は90 K程度であり、これは世界のLバンド帯受信機を搭載した望遠鏡のシステム雑音温度と比べると3-4倍ほど高い。これを改善することが急務となっている。また、臼田64m鏡における空間分解能は水素原子(HI)の周波数で約12分角、ヒドロキシラジカル(OH)の周波数で約10.2分角である。これは太陽系近傍100 pc程度であれば1 pcを優にきる空間分解能である。データの記録には情報通信研究機構が開発したVLBI観測用高機能サンプラーK5/VSSP、K5/VSSP32を使用している。これを用いることで最大1000 km/sを超えるような速度帯域を実現できる。また0.1 km/s程度の速度分解能も達成でき、詳細な速度構造の議論も可能となる。HIの1420 MHz、OHの1612 MHz、1665 MHz、1667 MHz、1720 MHzの5周波について、同時観測が可能である。

Lバンド帯の星間物質観測 HIは天文学で最も重要な原子・分子の1つである。1951年に宇宙からの信号が検出されて以来、精力的に観測がなされてきた。周波数分解されたHIの輝線は、HIの運動を克明にとらえることができ、ガスの運動、銀河の力学などの研究に多大なるインパクトを与えてきた。また、Lバンド帯で観測可能なOH輝線も電波天文学で重要な分子の1つである。特にLバンド帯のOH輝線はメーザー放射を示すものもあり、超新星残骸などのショック領域、大質量星形成領域などで検出され、その物理が明らかにされてきた。

Lバンド帯の世界の動向 世界で運用されているL帯が観測可能な口径50mを越える単一望遠鏡としてはオーストラリアパークス望遠鏡(口径64m)、イタリアサルジニア電波望遠鏡(口径64m)、ドイツエフェルスベルク電波望遠鏡(口径100m)、アメリカグリーンバンク電波望遠鏡(口径100m)、プエルトリコアレシボ電波望遠鏡(口径305m)、中国500m球面電波望遠鏡(口径500m)がある。また、大型干渉計としてはオーストラリアのAustralia Telescope Compact Array(ATCA)、Australian Square Kilometre Array Pathfinder(ASKAP)、アメリカのVery Large Array(VLA)、インドのGiant Metrewave Radio Telescope(GMRT)、南アフリカのMeerKATがあり、観測がすでに行われている。しかし、すべての望遠鏡において、Lバンド帯以外の受信機も設置されているため、Lバンド帯を占有できるわけではない。そのため、総観測時間の何割かにおいてのみLバンド帯の観測が実施されている。また、これらの望遠鏡では輝線だけではなく、連続波の観測もなされている。パークス望遠鏡やエフェルスベルク電波望遠鏡、グリーンバンク望遠鏡は50年近い歴史があり、また、サーベイ観測もなされてきた。近年発表されたものではパークス望遠鏡とエフェルスベルク電波望遠鏡によるHIの全天観測データHI4PI(Bekhti et al. 2016, A&A, 594, A116)がある。HI4PIのデータベースは銀河系内のHIの議論に大きな力を発揮する。また、アレシボ電波望遠鏡のHIのサーベイGALFA (Peek et al. 2018, ApJS, 234, 2)は赤緯の範囲が -1.33 度から $+38.03$ 度と限定されているものの、角度分解能が4分角とHI4PIに比べ、4倍ほどよく、HIの詳細な構造を捉えている。系外銀河の観測ではVLAによるTHINGS(Fabian et al. 2008, ApJ, 136, 2563)があり、6秒角の角度分解能で34個の近傍銀河を観測している。これらのターゲットはSKAにおいてより高感度、高分解能での観測が期待される。

国内におけるLバンド帯のニーズ これまで日本国内ではLバンド帯を観測する科学運用に可能な望遠鏡が存在せず、基本的に海外の装置を使うしかなかった。もし国内に科学運用可能なLバ

ンド帯の観測のできる装置があれば、国内研究者にとって H I 輝線、OH 輝線の観測がさらに身近になり、これらをターゲットにした研究者層を厚くすることに繋がる。例えばこれまで大口径望遠鏡を用いた全天 H I サーベイが進められてきたが、速度分解能は 1 km/s である。しかし星間ガスの研究には 0.1 km/s オーダーの速度分解能が必要であり、高速度分解能による H I 観測のニーズはある。前節までに紹介した SKA での H I 輝線観測の将来性から、国内の H I 観測のニーズはさらに高まると予想される。

白田 64m 鏡による L バンド帯の観測 2013 年頃から有志によって科学運用についての検討が開始され、2014 年 1 月にワークショップを開き、科学運用に関する議論を行った。これを機に L バンド帯の観測を実現するためのワーキンググループが結成され、H I 及び OH 輝線観測のためのシステム整備を始め、試験観測を行ってきた。L 帯における指向精度、天体の追尾精度など望遠鏡の基本性能が確認され、天文学の観測に十分耐えうることが実証されている。また、ポジションスイッチ、周波数スイッチ、ラスタースキャンによる観測が実装され、取得したデータを解析するソフトウェアの開発も進められている。引き続き性能評価を進め、システム雑音温度を改善すると共にユーザーフレンドリーなシステムとなるよう整備を進めている。

8.3.4 星間乱流と宇宙線

天の川銀河の星間空間において宇宙線と磁場は、星光、熱的ガスおよび乱流と同程度のエネルギー密度を持つことが知られており、それぞれ銀河の主要構成要素の一つである。特に磁場と宇宙線の圧力は銀河円盤の重力と拮抗してガスを支える要素であり、銀河円盤のダイナミクスを特徴づける (Boulares & Cox 1990; Ferrière 2001)。また、宇宙線は分子雲の主要な電離源であり、星形成のダイナミクスを制御する。なぜなら、電離度によって磁場とガスの結合具合が決まるためである。この結合は磁気流体的効果によりガスの角運動量と磁束の再分配を促し、例えば観測されている分子雲から太陽のような自転速度と磁場を持つ星を形成するために不可欠な過程として知られている (cf. Goodman et al 1993; Crutcher 1999; Inutsuka 2012)。そして質量の大きい星が起こす超新星爆発が星間媒質にエネルギーを注入してガスの相転移を促し、銀河の物質進化と循環を維持すると考えられている (McKee & Ostriker 1977)。この超新星爆発に付随する無衝突衝撃波で宇宙線も生成されると期待されており、超新星残骸の電波からガンマ線の観測からも支持されている。しかしながら、最終的に星間空間へと注入される宇宙線の量と、どの程度のエネルギーまでの宇宙線が生成されているかが理論的にも観測的にも定まっていない。また、生成された宇宙線は星間空間中の乱流磁場により散乱され拡散的に振る舞うことで銀河内に留まると考えられているが、この宇宙線の輸送についてもここ 10 年間の宇宙線・電磁波観測と標準的なシナリオが整合しておらず、議論は混沌としている (e.g. Gabici 2019 for reviews)。このため、宇宙線の起源を同定するのは宇宙線コミュニティにとってだけでなく、「銀河進化」という観点から宇宙物理学・天文学にとっても決定的に重要な課題である。

SKA への期待 宇宙線の生成と輸送に関する研究の両方において重要な鍵となっているのは宇宙線の拡散係数と磁場である。拡散係数と磁場は、宇宙線の散乱が自身のジャイロ半径と同程度のスケールの乱流磁場によって強くなること (Jokipii 1966) と、平均磁場に沿って流れる宇宙線自身の電流により磁気擾乱を励起・不安定成長させること (Wentzel 1974; Bell 2004) で互いに関係しており、特に後者の非線形効果が重要な場合は理論的にも同時に決めるのは難しい。具体的に期待さ

れている宇宙線の生成機構では、超新星残骸の衝撃波の上流（星間空間）と下流を粒子が往復することで徐々にエネルギーを獲得し、宇宙線のような相対論的なエネルギーを持つ粒子となる（e.g. Bell 1978; Blandford & Ostriker 1978）。このとき被加速粒子（宇宙線）は衝撃波近傍に閉じ込められている必要があるため、乱流磁場の性質と磁場の強度が重要になる。最近、日本の研究者が中心となり、超新星残骸の衝撃波近傍の乱流磁場スペクトルをシンクロトン放射強度の二点相関解析から世界で初めて示した（Shimoda et al. 2018）。このときに用いたのは JVLA の観測データであり、1" 角という限られた分解能から、上で述べた宇宙線が励起した乱流磁場を捉えるには至らなかった。これを捉えるにはセンチ波の帯域で 0.1" 分解能が必要であり、まさに SKA でしか達成できない（ALMA などのミリ波帯域は SNR では前景ダスト放射などが卓越する場合が多く相関解析には向かない）。また星間空間中で期待される宇宙線のジャイロ半径は $\sim 10^{12} \text{ cm}(E/1 \text{ GeV})$ なので、宇宙線の輸送では銀河スケールの平均的な磁場の形状を詳細に調べることが重要となる。これも SKA によって大きな進展が見込める。このように宇宙線コミュニティの SKA への期待は大きい。また、星形成の現場である分子雲の電離度が宇宙線観測に基づいた理論予想よりも大きいことが指摘されている（e.g. Cummings et al. 2016; Phan et al. 2018; Recchia et al. 2019）。これは標準的な宇宙線の生成・輸送シナリオだけでなく、電離度を介して角運動量と磁束を制御することが要求される星形成にとっても新たな課題となる。最新の電離度の理論モデル（Phan et al. 2018）では、分子雲に一樣な磁場が刺さっていることを仮定している。これは宇宙線が分子雲に最も侵入・逃走しやすい状況に対応している。SKA などの高い角度分解能と感度から分子雲周りの磁場の構造が明らかになると、より詳しく検証されると期待できる。さらに、上で述べた天の川銀河における星間空間のエネルギーバランスが、系外銀河でも一般に達成されるかが「銀河進化」の観点において重要であることは想像に難くない。宇宙線に限って言えば、ガンマ線輝度から M31 での宇宙線の平均的なエネルギー密度が天の川銀河の半分程度以下であると推定されている（Abdo et al. 2010）。これは推定される星形成率が天の川銀河よりも低いからと考えられるが、そもそも宇宙線の主な供給源が超新星爆発だと確立していない。一方で星間磁場の乱れ具合などは、主な駆動源として超新星爆発を期待して良いので、これは星間磁場の乱流度が低く宇宙線が銀河から効率的に逃げ出していると解釈することもできるだろう。従って、系外銀河の磁場の詳細構造を網羅的に理解することも銀河進化の観点から重要であり、SKA への期待が高まる。

日本のサイエンスの狙い 日本に限らず世界的に宇宙線の起源問題への観測的なアプローチは、ここ 20 年では X 線やガンマ線を対象にしたものが主であった（e.g. Koyama et al. 1995; Bamba et al. 2005; Uchiyama et al. 2007; Abdo et al. 2009, 2011）。これは宇宙線に直接由来する放射（ π^0 -decay や逆コンプトン散乱、X 線シンクロトン）を観測できるためである。しかしながら、詳細な理論モデルの構築や観測が行われたにも関わらず、超新星残骸でどれだけの宇宙線が生成されたかには決着が付いていない。そのような中で、日本の理論と観測グループは、それまで考えられて来なかった現実的な超新星残骸と星間雲の相互作用モデルを構築したり、宇宙線衝突で生成されるガンマ線の起源となる星間ガスの詳細な定量評価を行うなど重要な成果を挙げてきた（e.g. Fukui et al. 2003; Inoue et al. 2012, 2013, 2019; Sano et al. 2015; Shimoda et al. 2015）。この結果として、「超新星残骸と分子雲の相互作用」というキーワードが世界的により強く認識されるようになった。実際、宇宙線業界の最大規模の国際研究会である International Cosmic Ray Conference (ICRC) でも、これに集中したセッションが用意されている。これまでは CO 分子輝線に基づく研究が主であったが、 H_1 雲などの定量評価の重要性が指摘され続けていた。これは SKA による進展が期待されている。従って、日本が伝統的に主導してきた電波観測が SKA によりさらに促進されると期待され

る。また、上で述べたように日本の別グループによる「乱流磁場スペクトルの精査」という全く新しい独自のアプローチも始まっている。詳細は省くが、これは銀河団などの他の天体にも応用可能な手法であるが、VLAなどの観測データでは感度が足りずに銀河団では十分な結果が得られなかった。日本のSKAを用いたサイエンスの狙いとしては、「ガスの定量によるガンマ線解釈の決着」と「二点相関解析による乱流磁場の精査」が二大柱になると期待している。両者ともに既に日本が世界をリード・先んじている課題であり、日本がSKAに参画し観測を進めることができれば、宇宙線・宇宙物理学・天文学コミュニティーへ最も効率的に貢献できる。

8.3.5 Beyond Band 5

銀河系内ジェット

宇宙ジェットの駆動と加速のメカニズムに関する議論は未だ収束しておらず、観測研究によりジェット噴出領域の空間的・時間的な変動の解明が望まれている。しかしながら活動銀河核ジェットの時間変動タイムスケールは $10^6 \sim 10^7$ 年程度であり、その時間変動を直接観測することは不可能である。一方で、銀河系内ジェットの時間変動は長くても100日程度であるため、ジェットの時間進化を明らかにするのに最適な天体である。ここでは、銀河系内ジェット天体としてX線連星とマイクロクエーサーを考える。両者は、主に電波帯域でのエネルギーの大きさで区別されるが、このエネルギーの差が何によって生じるかは明らかにされていない。両者のエネルギー解放メカニズムを理解することにより、ジェットの駆動や加速の機構に制限を与えることができると考えられる。ジェットのエネルギー解放メカニズムを観測的に調査する上で、スペクトルエネルギー分布 (spectral energy distribution, SED) と磁場構造の同定は重要な手がかりとなる。しかしながら、SEDや磁場の空間分布を詳細に観測するためには、放射強度の低い銀河系内ジェットの噴出領域を高感度かつ高空間分解能で観測する必要がある。また、磁場構造の解明には、偏波解消の影響の少ない比較的高周波数での観測が重要となる。

SKAへの期待

SKAの15 GHz以上の帯域の観測計画 (Beyond Band 5, BB5) が実現すれば、前述のような高周波数での高感度・高空間分解能の観測が可能となる。南天に位置するマイクロクエーサー *Circinus X-1* (Cir X-1) を例にとる。Cir X-1のジェットは *Australia Telescope Compact Array* (ATCA) によって2.1, 5.5, 9.0, 33, 35 GHzと多周波数で観測されているが、ジェットローブが各周波数の分解能程度でしか検出されておらず、SEDの空間分布や磁場構造は未解明である。BB5であれば、ジェットローブを数倍~数十倍の分解能で、かつ十分な信号雑音比で偏波放射まで観測することが可能である。また、*Cygnus X-1*のようなX線連星の場合でも、ハード状態にあればジェット噴出領域を非常に短い時間で観測できる。

日本のサイエンスの狙い

近年、日本のSKAグループではファラデーモグラフィという新たな磁場構造解析手法の研究開発を盛んに行なっている。BB5の帯域を含めた広帯域観測データを用いてファラデーモグラフィを実行することにより、複雑な構造を持つことが予想されるジェット噴出領域の詳細な3次元磁場構造を解明することが可能となる。

参考文献

- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2010, *A&A*, 523, L2
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, *ApJL*, 706, L1
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2011, *ApJ*, 734, 28
- Akahori T., Ryu D., Kim J., & Gaensler B. M. 2013, *ApJ*, 767, 150
- Asano, R. S., Takeuchi, T. T., Hirashita, & H., Nozawa, T. 2013, *MNRAS*, 432, 637
- Asano, R. S., Takeuchi, T. T., Hirashita, & Inoue, A. K. 2013, *EP&S*, 65, 213
- Asano, R. S., Takeuchi, T. T., Hirashita, H., & Nozawa, T. 2014, *MNRAS*, 440, 134
- Begum, A., Stanimirović, S., Goss, W. M., et al., 2010, *ApJ*, 725, 1779
- Bell, A. R. 2004, *MNRAS*, 353, 550
- Bell, A. R. 1978, *MNRAS*, 182, 147
- Blandford, R. D., & Ostriker, J. P. 1978, *ApJL*, 221, L29
- Bamba, A., Yamazaki, R., Yoshida, T., et al. 2005, *ApJ*, 621, 793
- Boulares, A., & Cox, D. P. 1990, *ApJ*, 365, 544
- Cordes, J. M., & Lazio, T. J. W. 2002, *arXiv:astro-ph/0207156*
- Crutcher, R. M. 1999, *ApJ*, 520, 706
- Cummings, A. C., Stone, E. C., Heikkila, B. C., et al. 2016, *ApJ*, 831, 18
- Davis, R. J., Diamond, P. J., & Goss, W. M. 1996, *MNRAS*, 283, 1105
- Dawson, J. R., Walsh, A. J., Jones, P. A., et al., 2014, *MNRAS*, 439, 1596
- Dieter, N. H., Welch, W. J., & Romney, J. D. 1976, *ApJ*, 206, 113
- Elmegreen, B. G. 1993, *ApJ*, 411, 170
- Ferrière, K. M. 2001, *Reviews of Modern Physics*, 73, 1031
- Field, G. B., Goldsmith, D. W., & Habing, H. J. 1969, *ApJ*, 155, L149
- Fukui, Y., Moriguchi, Y., Tamura, K., et al. 2003, *PASJ*, 55, L61
- Fukui, Y., Okamoto, R., Kaji, R., et al. 2014, *ApJ*, 796, 59
- Fukui, Y., Torii, K., Onishi, T., Yamamoto, H., Okamoto, R., Hayakawa, T., Tachihara, K., & Sano, H. 2015, *ApJ*, 798, 6
- Gabici, S., Evoli, C., Gaggero, D., et al. 2019, *arXiv e-prints*, *arXiv:1903.11584*
- Goodman, K. A. M. A., Benson, P. J., Fuller, G. A., et al. 1993, *ApJ*, 406, 528
- Grenier, I. A., Casandjian, G., & Terrier, R. 2005, *Science*, 307, 1292
- Hayashi, K., Mizuno, T., Fukui, Y., et al. 2019, *ApJ*, 884, 130
- Hayashi, K., Okamoto, R., Yamamoto, H., et al. 2019, *ApJ*, 878, 131
- Heiles, C., & Troland, T. H. 2003, *ApJS*, 145, 329
- Heiles, C., & Troland, T. H. 2003, *ApJ*, 586, 1067
- Hennebelle, P., & Pérault, M. 1999, *A&A*, 351, 309
- Hennebelle, P., & Audit, E. 2007, *ApJ*, 465, 431
- Honma, M., Sofue, Y., & Arimoto, N., 1995, *A&A*, 304, 1
- Ichiki, K. 2014, *PTEP*, 2014, 06B109
- Inoue, T., & Inutsuka, S. 2008, *ApJ*, 687, 303
- Inoue, T., & Inutsuka, S. 2009, *ApJ*, 704, 161
- Inoue, T., & Inutsuka, S. 2012, *ApJ*, 759, 35
- Inoue, T., Yamazaki, R., Inutsuka, S., & Fukui, Y. 2012, *ApJ*, 744, 71
- Inutsuka, S.-. ichiro . 2012, *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2012, 01A307
- Inoue, T., Shimoda, J., Ohira, Y., et al. 2013, *ApJL*, 772, L20
- Inoue, T. 2019, *ApJ*, 872, 46
- Inutsuka, S., Inoue, T., & Iwasaki, K. 2013, *ASPC*, 476, 369
- Jokipii, J. R. 1966, *ApJ*, 146, 480
- Kaifu, N., Ohishi, M., Kawaguchi, K., et al. 2004, *PASJ*, 56, 69
- Kamegai, K., Ikeda, M., Maezawa, H., et al. 2003, *ApJ*, 589, 378
- Kramer, C., Cubick, M., Röllig, M., et al. 2008, *A&A*, 477, 547
- Koyama, H., & Inutsuka, S. 2000, *ApJ*, 532, 980
- Koyama, H., & Inutsuka, S. 2002, *ApJ*, 564, L97
- Koyama, K., Petre, R., Gotthelf, E. V., et al. 1995, *Nature*, 378, 255
- Inoue, T., Hennebelle, P., Fukui, Y., et al. 2018, *PASJ*, 70, S53
- McKee, C. F., & Ostriker, J. P. 1977, *ApJ*, 218, 148
- Phan, V. H. M., Morlino, G., & Gabici, S. 2018, *MNRAS*, 480, 5167
- Planck Collaboration, 2011, *A&A*, 536, A19
- Recchia, S., Phan, V. H. M., Biswas, S., et al. 2019, *MN-*

- RAS, 485, 2276
- Rémy-Ruyer, A., Madden, S. C., Galliano, F., et al. 2014, *A&A*, 563, 31
- Roy, A., Martin, P. G., Polychroni, D., et al. 2013, *ApJ*, 763, 55
- Sakai, N., Oya, Y., Sakai, T., et al. 2014, *ApJ*, 791, 38
- Santos, M. G., Cooray, A., & Knox, L. 2005, *ApJ*, 625, 575
- Schinnerer, E., Meidt, S. E., Pety, J., et al. 2013, *ApJ*, 779, 42
- Serra, P., Maccagni, F. M., Kleiner, D., et al. 2019, *A&A*, 628, A122
- Shimajiri, Y., Sakai, T., Tsukagoshi, T., et al. 2013, *ApJ*, 774, L20
- Shimoda, J., Akahori, T., Lazarian, A., et al. 2018, *MNRAS*, 480, 2200
- Shimoda, J., Inoue, T., Ohira, Y., et al. 2015, *ApJ*, 803, 98
- Sorgho, A., Carignan, C., Pisano, D. J., et al. 2019, *MNRAS*, 482, 1248
- Tachihara, K., Saigo, K., Higuchi, A. E., et al. 2012, *ApJ*, 754, 95
- Tassis, K., & Pavlidou, V. 2014, arXiv:1410.8136
- Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. 1985, *ApJ*, 291, 722
- Tully, R. B., & Fisher, J. R. 1977, *A&A*, 500, 105
- Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., Tanaka, T., et al. 2007, *Nature*, 449, 576
- Wentzel, D. G. 1974, *ARA&A*, 12, 71
- Wolfire, M. G., Hollenbach, D., McKee, C. F., et al. 1995, *ApJ*, 443, 152
- Zel'dovich, Ya. B., & Pikel'ner, S. B. 1969, *JETP*, 29, 170

著者一覧（○は編集責任者）

赤堀卓也	国立天文台水沢 VLBI 観測所
市來淨與	名古屋大学大学院理学研究科
犬塚修一郎	名古屋大学大学院理学研究科
井上剛志	名古屋大学大学院理学研究科
今井裕	鹿児島大学大学院理工学研究科
酒見はる香	九州大学大学院理学府
霜田治朗	名古屋大学大学院理学研究科
竹内努	名古屋大学大学院理学研究科
立原研悟	名古屋大学大学院理学研究科
中西裕之	鹿児島大学大学院理工学研究科
半田利弘	鹿児島大学大学院理工学研究科
平田優志	鹿児島大学大学院理工学研究科
廣田朋也	国立天文台水沢 VLBI 観測所
○町田真美	九州大学大学院理学研究院
村瀬 建	鹿児島大学大学院理工学研究科
山本宏昭	名古屋大学大学院理学研究科

第9章 突発天体

この章では電波帯域における突発天体、つまり急激な光度変動を起こす天体現象の科学研究を、SKA を用いてどのように推進すべきか検討した結果を報告する。またその研究を推進するために、SKA に対して要求すべき装置や性能を提案する。まず、第 9.1 節で突発天体研究における現状について紹介し、第 9.2 節と第 9.3 節において未解決の問題について詳述する。その問題を解決するため SKA に要求する装置と性能、また既存の観測施設に対する SKA の優位性を述べる。このうち、国際的に進める研究については第 9.2 節で、日本独自の研究については第 9.3 節で述べる。

9.1 突発天体研究の現状と未解決問題

この節では、突発天体の研究を俯瞰し、この分野の現状と未解決問題を紹介する。まず突発天体について概観した後で、各種の突発天体についてまとめる。

9.1.1 はじめに：突発天体の研究

突発天体とは

呼称 電波帯域における突発天体は後述の通り多岐に渡るが、それらの包括的な呼び方として「突発的な」という意味を表すトランジェント (transient) という単語が用いられ、SKA 計画の文脈でもそのように呼ばれる。特に電波帯域における突発天体・突発現象は電波トランジェント (radio transients) と総称され、例えば超新星爆発も電波トランジェントである。一方で、慣例的には、数秒以下の短いタイムスケールの変動をパルスやフラッシュ、既知天体の増光現象をフレア、それよりも大幅な増光をする爆発的現象をバーストと呼ぶこともある。単に起源のわからない現象をトランジェントと呼んだりもする。

突発天体と変動天体 光度変動を繰り返す天体、つまり変動天体も突発天体と見なすことがある。周期的または非周期的に光度が変動するとき、その光度が大きく常に観測できていれば変動天体と見なされるが、一方で本質的には変動していても、光度が小さすぎるために一時的にしか観測できなければ突発天体と見なされる。例えば後述する rotating radio transients (RRATs) という散発的なパルサーは、そのような例だと考えられる。変動天体と突発天体を区別することはさし当たって重要ではないため、それらを同一視し、例えばパルサーも突発天体の文脈で語られることもある。

既知の突発天体と未知の突発天体 たいていの突発天体は電磁波の波長によらず発見され、ある波長域で観測された突発天体は、他の波長域においても対応天体が観測される。例えば超新星爆発は主に光学領域で発見されるが、それらは電波や X 線でも増光が観測され、場合によってはガンマ線バーストが同時観測されることもある。光子のみならず、宇宙線、ニュートリノ、そして重

表 9.1: 電波帯域における突発・変動天体の分類 (1)

	短時間変動	長時間変動
銀河系外	Fast Radio Bursts	超新星爆発 [†] , 活動銀河核など
銀河系内	パルサーなど	恒星フレア, メーザーバーストなど

注— この分類法では、地球から突発天体を観測したときに、その天体が天の川銀河の外にあるか、中にあるか、またその光度が数秒以下という短時間で変動するか、それ以上の長時間にわたって変動するか、というように四分類している。

[†] 超新星爆発は銀河系内でも起こりうるが、観測される超新星のほぼ全てが系外のものである。人類によって観測された系内超新星は 1604 年の SN 1604 が最後であり、それ以降に系内超新星は見つかっていない。

力波といったマルチメッセンジャーも注目されている。一方で、他波長では対応天体が見つからなかったり、対応天体が見つかっていてもその放射機構が未知であるような、起源のわからない突発天体も多い。宇宙には、既知の突発天体だけでなく、未知の突発天体も数多く隠れている。

SKA を用いた突発天体研究の方向性 この現状を踏まえて SKA は、既知の現象に対してはその高い性能を生かして緻密な観測を行い、現象について従来より詳細な情報を得ることで、その「物理の解明」に寄与する。未知の現象に対しては、観測システムの柔軟性とデータ解析システムの多様性を実現することで、まだ実施されたことのないような観測や解析による探査を行い、科学にとって最も重要な「未知の発見」を目指す。

突発天体の分類

突発天体・変動天体の分類方法は 2 通りあり、(1) 地球からの見え方にもとづく分類法と、(2) 放射物理にもとづいた分類法がある。

前者 (1) の分類法では、表 9.1 のように突発天体をその位置と光度変動のタイムスケールによって分類する (Frail et al., 2012)。この分類はかなり大雑把だが、発見に必要な観測方法を示唆する。観測方法は、光度変動のタイムスケールによって大きく異なり、数秒以下の短時間変動のものは時系列データから直接検出され、それ以上の長時間変動のものはイメージング観測による画像データから検出されることが多い。

後者 (2) の分類法では、放射された電波に干渉性があるかないか (コヒーレントかインコヒーレントか) によって突発現象を二分類する。コヒーレントな放射はメーザーが代表格であるが、突発現象としてはパルサーや FRB の放射機構と思われる曲率放射が該当し、光度変動のタイムスケールは数秒以下と短い。変動時間が短いため、それらは時系列の生データを解析することによって発見される。一方インコヒーレントな放射はシンクロトロン放射や自由-自由放射であり、X 線連星からのバーストや超新星爆発が挙げられる。それらは光度変動のタイムスケールが数日から数か月以上のため、イメージング観測による画像データの中から発見されることが多い。

(2) の分類を詳細に図示したものが図 9.1 である。この図は突発・変動現象の相空間を示したものであり、各プロットは一つの天体、あるいは現象を示す。コヒーレント放射による突発現象は図の青色の領域にプロットされ、インコヒーレント放射による突発現象は灰色の領域にプロットされる。同種の天体や放射機構が同じ現象はこの図の中で同じ領域を占有し、例えば図のやや左

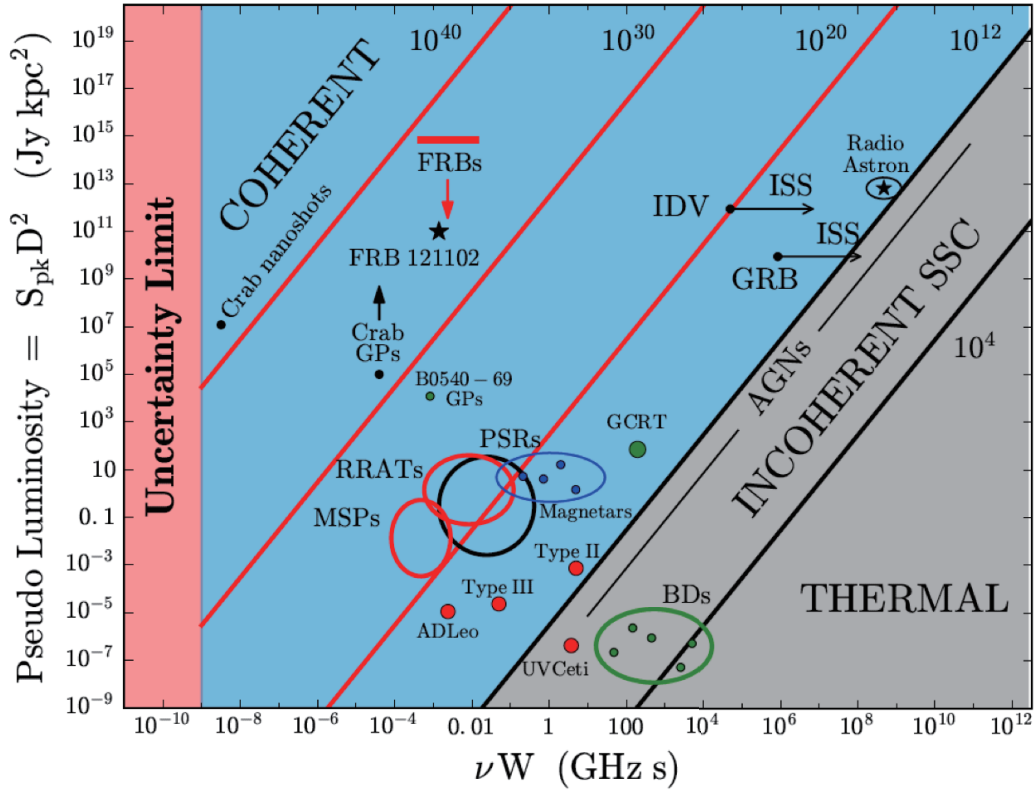


図 9.1: 突発・変動現象の相空間 (Cordes, & Chatterjee, 2019)。縦軸は光度変動の極大値、横軸はその変動のタイムスケールを意味し、各プロットは現象を表す。

下にパルサーが群集しておりコヒーレント放射であることがわかる。この図が突発天体研究において最も重要な図であり、次節で詳述することにする。

突発天体・変動天体の相空間

種々の突発天体をプロットした図 9.1 は、天体の光度 SD^2 とその変動の継続時間 W が

$$SD^2 = 2\pi k_B T (\nu W)^2, \quad \text{i.e.,} \quad \left(\frac{S}{\text{Jy}}\right) \left(\frac{D}{\text{kpc}}\right)^2 = 9.11 \times 10^{-18} \times \left(\frac{T}{\text{K}}\right) \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \cdot \frac{W}{\text{s}}\right)^2, \quad (9.1)$$

で関係付けられることに基づいている。ここで S はフラックス密度、 D は天体までの距離、 k_B はボルツマン定数、 T は輝度温度、 ν は観測周波数、 W は変動の継続時間を表す。図 9.1 では縦軸に $SD^2 (= L_{\text{peak}})$ 、横軸に νW を取っており、複数の右上がりの直線は異なる温度 T における式 (9.1) を図示したものである。

ここで式 (9.1) は以下のように導かれる。レイリー・ジーンズ近似のもとで、電波天体の放射強度は $I_\nu \simeq 2\nu^2 k_B T / c^2$ と与えられる。ここで c は光速を表し、その他の量は前述のとおりである。観測者から見た放射源の角度半径を θ_{src} とすると、観測者の受信するフラックス密度 S はその定義から

$$S = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_{\text{src}}} d\theta \sin \theta \cdot I_\nu \cos \theta \quad (9.2)$$

で与えられる。ここで実際の放射源の半径を R_{src} 、観測者から放射源までの距離を D とすると、 $|\theta_{\text{src}}| \ll 1$ であるから $\theta_{\text{src}} \simeq \tan \theta_{\text{src}} = R_{\text{src}}/D$ と近似してよい。また放射源の大きさ R_{src} は変動の継続時間 W を用いて $R_{\text{src}} \simeq cW$ として見積もることができるので、結局 $\theta_{\text{src}} \simeq cW/D$ と表せる。したがってフラックス密度は

$$S \simeq \pi \left(\frac{cW}{D} \right)^2 \cdot \frac{2\nu^2 k_{\text{B}} T}{c^2} \quad (9.3)$$

と書け、これを変形すると式 (9.1) を得る。以上のようにして、変動の継続時間 W はその光度 SD^2 と関連付けられることがわかる。この関係は、レイリー・ジーンズ近似、 $\theta_{\text{src}} \simeq \tan \theta_{\text{src}}$ および $R_{\text{src}} \simeq cW$ という3つの妥当な近似に基づいている。図 9.1 は式 (9.1) に基づいた相空間を表している。

一般にセンチメートル波帯では宇宙線電子からのシンクロトロン放射が明るい。地球で観測できる電波放射現象の多くも、インコヒーレントなシンクロトロン放射からなる。しかしシンクロトロン電波の光子に電子が衝突する逆コンプトン効果によって、その光子は X 線のエネルギーにまで叩き上げられ、結果的に電波の強度は制限される。その制限された電波強度は、輝度温度にして 10^{12} K である。この輝度温度 10^{12} K の直線が、図 9.1 でコヒーレント放射の領域 (水色) とインコヒーレント放射の領域 (灰色) を区切っている。もしある天体の輝度温度がこの値を超えていた場合、その放射はコヒーレント放射か、あるいはインコヒーレント放射がドップラー増幅されていることを示唆する。

図 9.1 はすべての突発現象を網羅してはいないが、しかし天体の見つかっていない空白領域があることを視覚的に明らかにする。空白領域には未知の現象が潜んでいるかもしれない、それを発見できれば新たな物理を開拓できるかもしれない。科学はそのような未知の発見によって発展してきた事実があり、したがって、空白領域を埋める観測は天文学者にとって重要な使命である。その仕事を効率的に進めるには、高い感度と広い視野によって広範囲を探索することが必要であり、SKA はまさにそのような探索を可能とする。

9.1.2 超新星

超新星 (supernova; SN) は、星がその生涯の最期に爆発する現象であり、その爆発の実体として2つのシナリオが考えられている。一方は、何らかの理由で白色矮星¹の質量が増大しチャンドラセカール質量²に達した時に、核暴走により白色矮星自体が爆発するというものである。白色矮星質量を増大させる機構として、白色矮星と恒星の連星系において恒星のガスが白色矮星に降着するシナリオ、二つの白色矮星が重力波放出を通し合体するシナリオが提案されている。同様に白色矮星を起源とした核暴走として新星爆発が知られているが、この二つではその爆発の規模が大きく異なる。新星爆発の場合は、白色矮星の表面上で一時的に核融合が暴走し爆発するだけで、白色矮星自体は爆発後も健在だが、超新星爆発の場合は白色矮星全体が爆発してしまい、後には何も残らず四散してしまうと考えられている。もう一方のシナリオは、大質量星が自重を支えきれずに単独で重力崩壊し爆発するというものである。大質量の恒星は内部に鉄などのコアをもつが、そのコアが重力崩壊を起こすと中心部に硬い原始中性子星がつかられ、それに衝突した物質がはね返って衝撃波をつくり爆発すると考えられている。このシナリオの超新星は、コアが重力崩壊

¹恒星の場合、気体の圧力や核融合による輻射圧が重力とつりあって形状を保っており、白色矮星の場合は電子の縮退圧、中性子星の場合は中性子の縮退圧が、重力とつりあっている。

²重力が電子の縮退圧を超える限界質量をチャンドラセカール質量とよび、それを超えた白色矮星は超新星爆発を起こす。

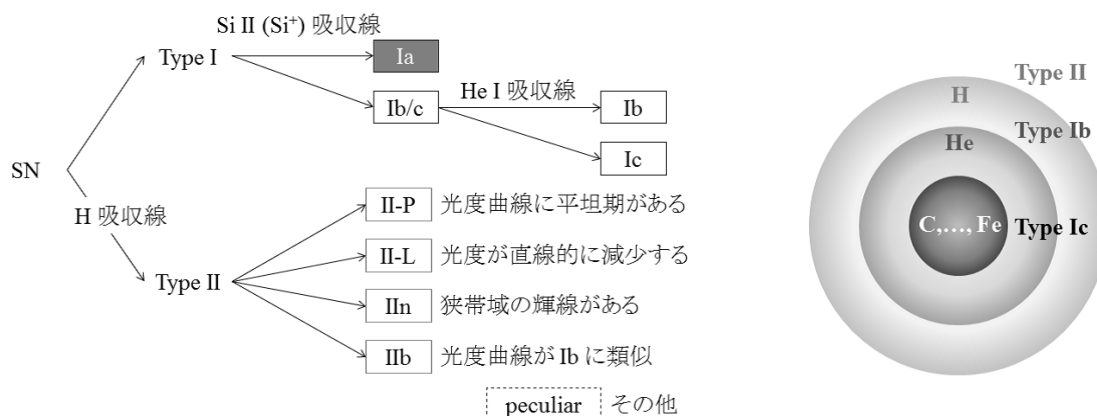


図 9.2: 左図: 超新星の分類; 右図: コア崩壊型超新星となる以前の星の「たまねぎ構造」。

することにちなんで、コア崩壊型超新星 (core-collapse supernova; CCSN) または重力崩壊型超新星とよばれる。これらのシナリオは妥当なものだが、爆発に至る詳しいメカニズムはわかっておらず、コンピュータシミュレーションや観測事実の蓄積によって、その解明が試みられている。超新星の分類は、歴史的にはスペクトルや光度曲線の特徴によって行われ、図 9.2 のように分類され命名されてきている。連星系にある白色矮星の超新星爆発は Ia 型超新星に分類され、その他の Ib 型、Ic 型、II 型超新星はすべてコア崩壊型超新星である。

超新星爆発は主に光学望遠鏡によって発見され、電波望遠鏡で先んじて発見されたことはほとんどなかった。SKA ではこの状況を打破し、光学望遠鏡で発見された超新星の追観測のみならず、広い視野による広域探査によって電波帯域における超新星の発見を目指す。また従来、Ia 型超新星は暗すぎるために電波で検出されることがないが (Chomiuk et al., 2012)、SKA によって初めて Ia 型超新星の電波観測が成功すると期待される。

超新星からの電波は、爆発の瞬間に放射されるのではなく、爆発前に星から噴出した物質に対して、爆発後に噴出した物質が衝突することによって放射されると考えられている。したがって超新星を電波観測すると、爆発前後の星の状態を調べることができる。また減光した後も、その噴出物は周りの星間物質と相互作用し続け、超新星残骸 (supernova remnant; SNR) とよばれる構造をなす。その中では宇宙線の起源となる粒子加速が起こっていると考えられ、超新星残骸の電波観測によって他波長にわたる物理過程の解明が進むだろう。可視光域で発見されている超新星のうち、従来の電波望遠鏡で観測できているものは一握りであるため、SKA による高感度観測によって電波による観測サンプル数が増えれば、超新星の研究にとって大きなブレイクスルーとなるに違いない。

9.1.3 ガンマ線バースト

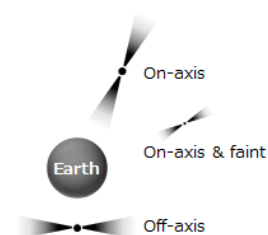
ガンマ線バースト (gamma-ray burst; GRB) は極めて遠方の銀河における突発的なガンマ線放射現象であり、その放射の継続時間によって 2 種類に分類され、継続時間が数秒以上と長いものを long-duration GRB、それ以下のものを short-duration GRB とよぶ。GRB の大半は long GRB が占めており、他波長域でとても明るい残光が観測され、その実体は大質量星が重力崩壊したときの超新星爆発だと考えられている (Woosley & Bloom, 2006)。またそのほとんどが星形成の盛んな銀河で発見される。一方で short GRB は、中性子星やブラックホールなどの連星合体による爆発だと考

えられ、星形成が活発ではない銀河で発見されている (Nakar, 2007)。連星合体は重力波源としてもっとも有力な候補でもあり、また第 9.1.6 節で述べる FRB との関連性も指摘されている (Totani, 2013)。

GRB Afterglows GRB に伴う残光 (afterglow) は、ガンマ線が放射されてしばらく経ってから他波長域で明るく輝き出す現象である。これは天体からジェットとして放出された物質が、星間物質に衝突することによって電磁波が放射されるというファイアーボールモデルでおおよそ説明でき (Piran, 1999)、GRB 発生から残光として輝き出すまでの時間は場合によって異なる。この GRB 残光の光度曲線やスペクトル特性などから、GRB の発生機構や母銀河の構成成分などを知ることができ、そのためには GRB の発生直後から多波長で継続して追観測することが重要となる。

それを実現するための追観測体制は世界的に整えられてきており³、ガンマ線観測衛星の発見速報を受けた他の観測局が、他波長でそれを詳細に追観測することが可能となっている。それによって GRB の研究は最近 10 年程度で大きく前進し、超新星との関連性などいろいろな情報が得られ、先に述べたような実体の解明が進んでいる。高感度な SKA では、従来の望遠鏡では観測できなかった暗い電波残光をも観測できるため、この研究をさらに前進させ GRB の統一描像の構築や、宇宙初期の様相の解明に大きく貢献するだろう。

Orphan GRB Afterglows GRB のガンマ線放射は $\theta \sim 1/\Gamma$ 程度の高い指向性があり (Γ はジェットのローレンツ因子)、その軸方向のみにガンマ線を放射するため、放射軸上に地球がなければガンマ線は観測されない。一方でそれに付随する残光は指向性が高くないため、地球では残光のみが観測される、という状況を考えることができる (Rhoads, 1997)。



このような残光は親なし残光 (orphan afterglow) と呼ばれ、対応天体の見つからない電波トランジェントとして観測されうる⁴。Frail et al. (2001) の見積もりによれば、99% 以上の GRB で放射軸が地球から外れており orphan afterglow のみが観測されると考えられるものの、従来の観測では候補天体が数例報告されているだけで、確定には至っていない。SKA の広視野・高感度サーベイによって orphan afterglow を発見することができれば、GRB の物理の解明は大きく前進すると期待できる。

9.1.4 ブラックホールによる星の潮汐崩壊

超巨大ブラックホール (supermassive black hole; SMBH) のまわりを回る星々は、そのブラックホールから強い潮汐力を受け、もしその潮汐力の大きさが星の重力を越えると、その星は形状を保つことができず崩壊してしまう。これを潮汐崩壊現象 (tidal disruption event; TDE) とよび、その際、まれにジェットを伴う爆発を起こし急激に光度を増す。

そのようなジェットを伴う潮汐崩壊現象は、特異的なガンマ線バーストとして Swift 衛星によって初めて観測され Swift J1644+57 (GRB 110328A) と命名された。発見当初は起源がわからなかったが、その後、X 線、赤外線、電波の追観測によって残光が観測され (Levan et al., 2011)、潮汐崩壊現象と考えられるにいたった (Bloom et al., 2011)。SKA はこの潮汐崩壊現象を数多く発見できると考えられ、銀河中心ブラックホールの物理に迫ることができるだろう。

³GRB の発見速報システムとして NASA による GRB Coordinates Network (GCN) があり、GRB 発見後 2 秒以内にその位置情報などを他観測局へ速報し、迅速な追観測が可能になっている。

⁴ガンマ線放射の軸が地球に向いていることを on-axis、向いていないことを off-axis と呼び、orphan afterglow は off-axis GRB afterglow と言い換えることができる。

9.1.5 中性子星

変動の継続時間が数秒以下のパルスを発する天体として代表的なものはパルサー、つまり自転する中性子星である。それらパルサーの中でも、Giant radio pulse や nulling、Crab nanoshots や RRATs といった特殊なパルス放射現象が報告されている。またマグネター仮説に基づき分類される種族は、通常はなぜか電波を発しないが、稀に電波アウトバーストを起こすことが知られる。それらの現象は突発天体研究においても興味深い研究対象である。

Giant Radio Pulse と Crab Nanoshots 電波パルサーの中には、通常のパルス放射とは異なる放射をするパルサーがあることが、近年明らかになってきている。Crab パルサーから放たれるパルスは、そのパルス幅が 3 ms、パルス周期が 33 ms であり、そのフラックス密度は平均して 14 mJy である。一方で時折、大強度の Giant Radio Pulse (GRP) を放つことがあり、そのフラックス密度は 1 MJy に達することもある。この GRP の中で、パルス幅が通常よりも極端に短くなる現象が Arecibo 電波望遠鏡を用いた周波数 9.25 GHz の観測によって明らかとなった。そのパルス幅は観測の時間分解能 0.4 ns より短く、フラックス密度は 2 MJy という極めて短寿命で大強度のパルスであり、nanoshots と呼ばれた (Hankins et al., 2003; Hankins & Eilek, 2007)。そのパルスの放射源の大きさは 12 cm、輝度温度は 10^{41} K と見積もられ、高エネルギーかつコンパクトな天体現象である。発見者らはこの nanoshots を説明できる唯一のモデルとして Weatherall (1998) によって提示されたプラズマ乱流モデルを挙げているが、その放射機構は必ずしも解明されていない。また同様にパルス幅が短くなる現象は他のパルサーでは確認されておらず、現状では Crab パルサーに特有の現象である。さらには GRP でのみ起こるのか、本質的には通常のパルスでも起こっているが感度不足で検出できていないだけなのかという点もわかっていない。SKA を用いた高感度観測によって nanoshots についてより詳しい知見が得られれば、パルサー磁気圏の研究が大きく進むと期待できる。

RRATs 通常のパルサーとは異なるパルス放射天体としては、Parkes 64 m 電波望遠鏡で発見された rotating radio transients (RRATs) が挙げられる (McLaughlin et al., 2006)。この RRATs はパルサーと同様に強い磁場を持つ中性子星が起源だと考えられているが、パルサーの周期的なパルス放射とは異なり、その放射は散発的で放射機構は明らかとなっていない。SKA を用いて RRATs を高感度で観測すれば、その散発性についてより詳しい議論が可能になるだろう。

Magnetar と Radio Outburst X線パルサーの中には、突如 X線やガンマ線のフレア増光(アウトバースト, outburst)を月の時間スケールで起こす軟ガンマ線リピーター (Soft Gamma-ray Repeaters, SGRs) や特異 X線パルサー (Anomalous X-ray Pulsars, AXPs) の種族がある。それらは自転周期 2–12 s という遅い自転ながら、その自転周期が毎秒 10^{-12} – 10^{-10} s 遅くなるという極めて早い減速率を示す。自転周期と減速率から推定される磁場の強さは 10^{14} – 10^{15} G にも達する (Mereghetti, 2008)。これが本当ならば量子臨界磁場 (4.4×10^{13} G, Harding & Lai, 2006) を超える磁場強度を持った究極的に磁化した中性子星があるということである。実際、観測される X線光度は中性子星の自転のエネルギーだけでは説明できないこともあり、内部に蓄えた磁場を解放して輝く超強磁場の天体、つまりマグネター仮説が提案された (Thompson & Duncan, 1995)。マグネターは、これまで銀河系内に 2000 個以上見つかった通常のリピーター型パルサーとは異なる種族として、超新星爆発の機構や磁場の起源、強磁場の物理などの観点からも注目を集めている。通常のパルス放射と異なり、マグネターは定常的に X線でも明るく輝き、しかし多くの場合、電波パルス放射が

検出されない。たとえば Green Bank 望遠鏡を用いた 1950 MHz の電波観測では、マグネター候補 7 天体で電波パルスは観測されなかった (Lazarus et al., 2012)。一方で、電波観測によって最初に発見されたマグネター PSR J1622-4950 (Levin et al., 2010) や、2013 年に銀河中心で見つかったマグネター SGR 1745-29 (PSR J1745-2900, Mori et al., 2013; Spitler et al., 2014b) など、2019 年 12 月時点で、電波帯域で 4 天体 6 例のマグネターの観測例が報告されている。

マグネターの電波エネルギーは独特な特性を持つが、そのうちの一つはスペクトルが著しく扁平ということだ。一般的である電波パルサーの場合、単一の power law を仮定すれば、平均スペクトルインデックスが $\langle \alpha \rangle = -1.8 \pm 0.2$ で (Maron et al., 2000)、10 個以下の少数の一般パルサーについては 30GHz 以上でも観測された。しかし、電波域で観測されたマグネターは数十 GHz でも比較的容易に観測される。たとえば、1E 1547.0-5408 は 45GHz ($S_\nu = 5.6 \pm 0.7 \text{ mJy}$) まで (Camilo et al., 2008)、XTE J1810-197 は 144GHz ($S_\nu = 1.2 \text{ mJy}$) まで (Camilo et al., 2007) 観測された。また、天の川銀河の中心に位置している SGR J1745-2900 は 291GHz ($S_\nu = 5.6 \pm 2.6 \text{ mJy}$) まで観測され、電波帯域で最も高い周波数で観測された中性子星の記録を更新した (Torre et al., 2015, 2017)。SGR J1745-2900 の例でいえば、そのスペクトルインデックスは 2014 年に $\langle \alpha \rangle = -0.4 \pm 0.1$ 、2015 年に $\langle \alpha \rangle = +0.4 \pm 0.2$ を示しており、一般的なパルサーに比べ大きめの値を示すとともに、時間変化も観測されている。このように、マグネターの電波パルスのプロファイルは、通常のパルサーに比べ、強さ、スペクトル、そして偏光などの特性の変動性が非常に大きいことが確認されてきた。

このような特性は外部的要因ではなく、マグネターの本質的な特性と思えるが、4つの電波放出マグネターの回転的特性は他のマグネターと特に区別されていない。なぜ全てのマグネターが他の一般的なパルサーと異なり、電波域のエネルギーを出さないのか、電波を放出するためのメカニズムは何なのかは観測的、理論的に解決すべき問題である。更に、X線におけるアウトバーストおよびパルスと電波におけるパルスとの関係も、今後マグネターという側面から広く理解するために、明らかすべき事案である。

9.1.6 Fast Radio Bursts (FRBs)

銀河系外からの電波パルスは、1930年代に電波天文学が拓かれて以降近年に至るまで、発見されてこなかった。つまり表 9.1 の左上の欄は、近年まで空白のままであった。しかしついに 2007 年、銀河系外起源と思われる電波パルスがオーストラリア Parkes 64 m 電波望遠鏡によって発見された (Lorimer et al., 2007)。そのパルスは幅数ミリ秒と短寿命かつ大強度であり、さらに発見された位置が高銀緯にも関わらず分散測度 (dispersion measure; DM) が極めて大きいことから、その起源は銀河系外の高エネルギー天体だと考えられた⁵。さらにパルス放射はその 1 発限りであり、それ以降同じ場所からの電波放射は確認されていない。

このような現象は従来報告されておらずその信憑性が疑われたこともあり、しばらくは発見者の名前をとって Lorimer burst と呼ばれていたが、同様のパルスが Keane et al. (2011) および Thornton et al. (2013) によって新たに 5 例発見され、この銀河系外からの電波パルスは fast radio bursts (FRBs) と呼ばれるに至った。この FRB の起源はわかっておらず、そもそも Peryton と命名されている地球起源の謎のノイズ (Burke-Spolaor et al., 2011) との区別も明確ではない。しかしその後、オース

⁵最初に発見された FRB 010724 (Lorimer burst) は、パルス幅が $W = 5 \text{ ms}$ 、フラックス密度が $S_{1.4 \text{ GHz}} = 30 \text{ Jy}$ 、また発見された位置が銀緯 $b = -41.8^\circ$ 、パルスの分散測度は $DM \sim 375 \text{ pc cm}^{-3}$ であった。それから推定される地球からの距離はおおよそ 500 Mpc と考えられ、また遠くとも 1 Gpc 以内の天体だと考えられている。

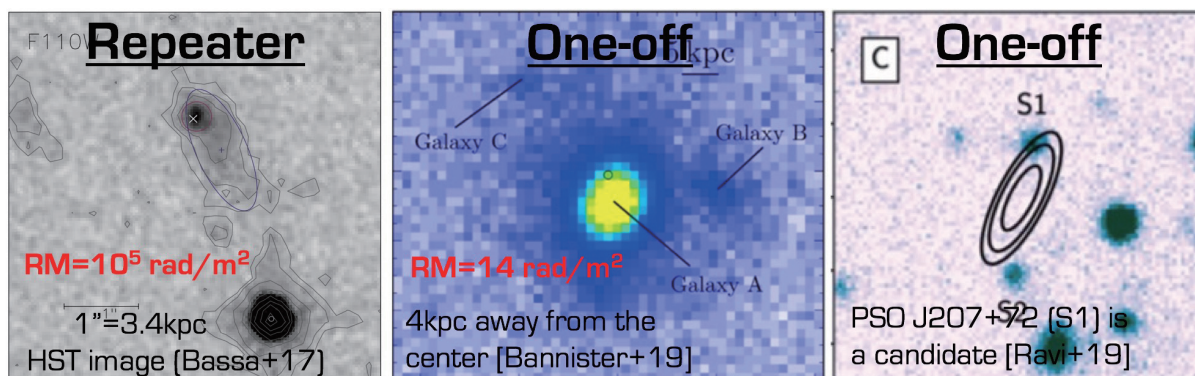


図 9.3: ホスト銀河が特定された 3 つの FRB。左がリピーター、中央と右が母銀河が同定されたワンオフ。左: ×印が FRB の発生位置で等高線は母銀河の広がりを見せている。中央: 黄色の天体が母銀河であり、上側の端に見える丸が FRB の発生位置を表している。右: 等高線が FRB の発生位置を表しており、等高線の上側が母銀河と思われる天体 (S1) と重なっている。

トラリアから遠く離れたプエルトリコの Arecibo 300 m 電波望遠鏡によって同様の FRB が 1 例発見され (Spitler et al., 2014a)、FRB が宇宙起源の天体現象であることの信頼性は非常に高まっている。起源天体のモデルとしては多くの説が唱えられており、銀河系内からの放射では説明しにくいことが様々な研究で示されている (e.g., Kulkarni et al., 2014)。

FRB の研究は日進月歩である。特に近年、Australian Square Kilometre Array Pathfinder (ASKAP⁶)、The Canadian Hydrogen Intensity Mapping Experiment (CHIME⁷) などの広視野・多ビームを備える新しいタイプの電波望遠鏡の稼働により、検出の報告が飛躍的に増えた。コミュニティの有志によって FRB のカタログ化⁸がされていて大変便利である。また、これも有志によって、FRB のニュースレター⁹も刊行されている。

近年の研究から、FRB には再発するものとそうでないものがあることがわかってきた。まだ国際的に決まった言い方はないが、ここでは前者をリピーター、後者をワンオフと呼ぼう。これまでにおよそ 10 個ほどのリピーターが発見されている (CHIME/FRB Collaboration et al., 2019)。特にアレシボ望遠鏡が発見した最初のリピーター FRB121102 は複数の望遠鏡で幾度も観測されており、非常に大きな Rotation Measure (RM) と RM の数ヶ月程度での時間変動 ($100,000 - 147,000 \text{ rad m}^{-2}$) や、ほぼ 100% の直線偏光など、非常に興味深い観測的特徴が明らかになっている (Petroff et al., 2019)。一方でワンオフについては、ASKAP と CHIME が 50 程度発見しており、輝度やパルスの散乱時間と、DM の間における関連性などの統計的な性質が徐々に見えつつある (CHIME/FRB Collaboration et al., 2019; Shannon et al., 2018)。

FRB の起源を解明する直接的な方法の一つは、発生源を特定することである。FRB 探査に特化した信号処理機能を備えた干渉計によって、一つのリピーターと 2 つのワンオフでホスト銀河が特定されている (Bannister et al., 2019; Chatterjee et al., 2017; Ravi et al., 2019)。リピーターは星形成率が高く金属量の少ない矮小不規則銀河、ワンオフは 2 例とも星形成率が低く、一般的な金属量の早期型銀河である。図 9.3 にホスト銀河と発生位置の対応関係を示す。前者は星形成が盛んな

⁶以下のウェブサイト <https://www.csiro.au/en/Research/Facilities/ATNF/ASKAP>

⁷以下のウェブサイト <https://chime-experiment.ca>

⁸以下のウェブサイト <http://frbcat.com>

⁹以下のウェブサイト <http://hosting.astro.cornell.edu/research/frb/news/>

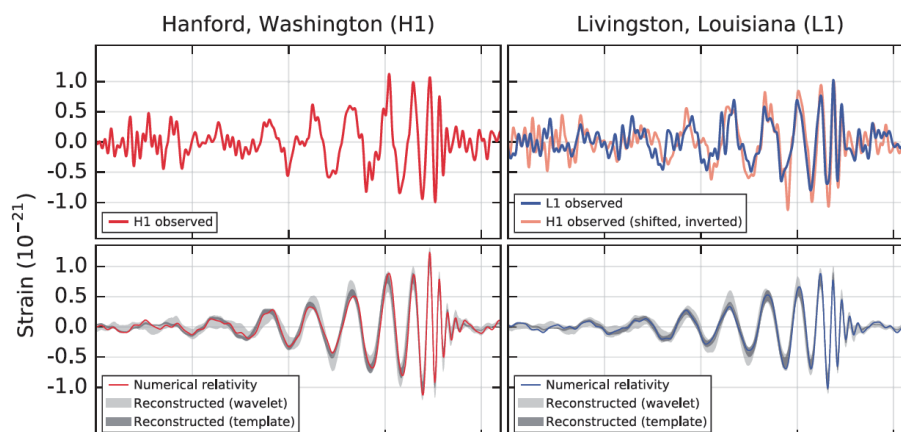


図 9.4: 初めて直接検出された重力波源 GW150914 の波形 (Abbott et al., 2016)。2 台の重力波干渉計 (Washington および Louisiana に設置) で非常に似た波形を同時に検出した。

ことから、大質量星・超新星・若いコンパクト天体の頻度が高く、それらとの関連が疑われる。後者は年老いた銀河であることから、コンパクト天体を含む連星の頻度が高く、それらとの関連が疑われる。

FRB は従来予想もされていなかった現象であり、発見当初はそれほど大きな注目を集めていなかった。しかしその後アーカイブデータの解析によって続々と発見されたため、現在は大きな注目を集め、SKA による重要なサイエンスの一部を担うに至っている。FRB のような未知の天体は、まだ宇宙に多く眠っていると考えられ、それらを発見するには柔軟な観測システムが必要となり、SKA はそれを実装しなければならない (第 9.2.1 節)。

9.1.7 重力波の電磁波対応天体探査

アメリカの重力波望遠鏡“Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory” (LIGO)¹⁰が 2015 年 9 月 14 日に人類史上初めて重力波の直接検出に成功した (Abbott et al., 2016)。初めて検出された重力波は 2 つの恒星質量ブラックホール同士の合体によって放出されたものであり、検出された重力波の波形 (図 9.4) から合体前後の質量、スピン、および距離などの重要なパラメータが明らかになった。重力波天文学の幕開けである。

一方、重力波望遠鏡だけでは放射源の特定のための位置決定精度が数十から数百平方度と非常に悪く、起源天体の特定のためには電磁波望遠鏡による重力波対応天体の特定が極めて重要である。2017 年 8 月 17 日には LIGO に加え、ヨーロッパの VIRGO¹¹も含めた 3 台の重力波望遠鏡で初の中性子星連星の合体に伴う重力波検出が報告され、即座に電波からガンマ線に至るまでの幅広い電磁波帯で追観測が実施された。3 台の重力波望遠鏡が同時に稼働していたことで位置決定精度は ~ 30 平方度程度にまで絞ることができた (図 9.5) ことも幸いし、精力的な電磁波帯追観測によりガンマ線から電波に至る全ての電磁波帯において対応天体が特定された (e.g., Soares-Santos et al., 2017; Hallinan et al., 2017)。この結果、赤方偏移 0.0098 (およそ 40 Mpc) に位置する NGC 4993 に重力波放射源が付随していることが明らかになった (e.g., Soares-Santos et al., 2017)。

¹⁰<https://www.ligo.caltech.edu>

¹¹<http://www.virgo-gw.eu>

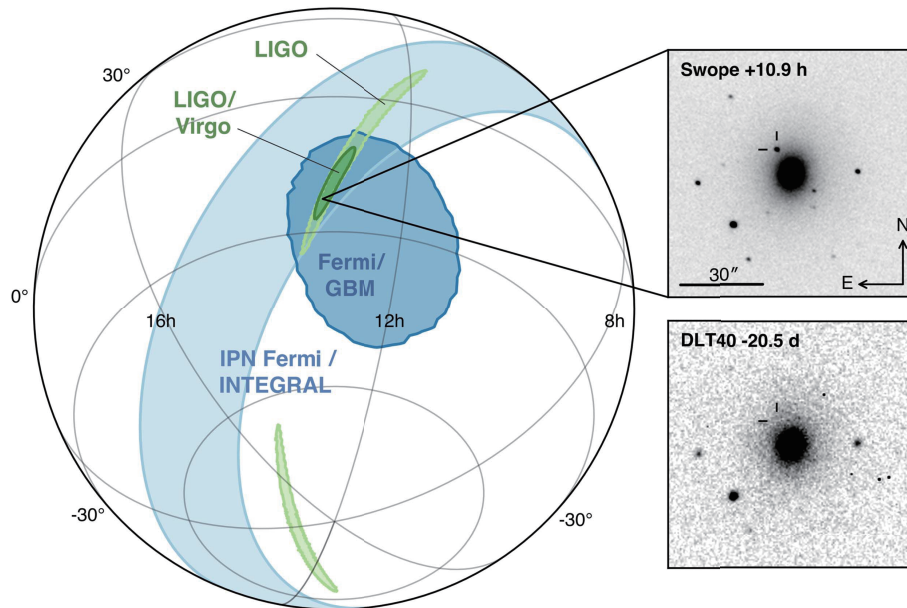


図 9.5: GW 170817 検出時の重力波望遠鏡による位置誤差 (左図) および電磁波対応天体 (右図上下) (Soares-Santos et al., 2017)。LIGO (2 台) だけでは 190 平方度ある位置誤差 (薄緑の領域) が LIGO-VIRGO の 3 台の検出情報を用いることにより 31 平方度 (濃い緑の領域) にまで発生位置を絞り込むことができています。

対応天体の発生位置が特定されたことにより、超長基線電波干渉計 (VLBI) による超高空間分解能でのモニター観測も実施された。VLBI 観測により見かけの運動速度が光速の 4 倍に達する超光速ジェットの出射も確認され (Mooley et al., 2018)、中性子星連星合体に伴うガンマ線放射および残光として見える電波放射のモデルに制限をつけることに成功した (Mooley et al., 2018)。今後、さらなる検出が期待できる同様のイベントに対し、SKA-VLBI モードによる高感度 VLBI による追観測が非常に重要になると期待される。

9.1.8 その他の突発天体

最後に、ここまで網羅していない突発天体、および対応天体の不明な突発天体を紹介する。銀河系内では、恒星フレアやレーザーバースト、X 線連星における電波バーストなどがある。これらは数秒以上の長時間変動を示し、対応天体も起源もわかっている。

対応天体が未同定の系内現象は、例えば Hyman et al. (2005) が VLA を使って銀河中心近傍に発見した周期的バースト現象が挙げられる。このバーストはフラックス密度が 1 Jy、1 回のバーストの幅が 10 分でそのバーストが 77 分周期に 5 回現れるという特異的な現象であった。この天体は GCRT J1745-3009 と名付けられ¹²、対応天体は見つかっておらず放射機構も不明である。その後の追観測によって同じ場所から同様のバーストが観測され、Roy et al. (2010) によって偏波情報も明らかとなっている。起源については、一時的にパルス放射が消える nulling pulsar (Kulkarni & Phinney, 2005)、中性子星連星 (Turolla et al., 2005)、白色矮星 (Zhang & Gil, 2005)、歳差運動するパルサー (Zhu & Xu, 2006)、恒星フレア (Roy et al., 2010) などが提案されているが、確証は得られ

¹²接頭辞 GCRT は Galactic Center Radio Transient の頭文字をとったものである。

ていない。このような数分スケールのバースト現象の探査は大規模には行われておらず、SKA においてもデータ解析システムに対して同様のバーストを効率的に探査する機能を要求する必要がある。

銀河系外における長時間変動を示す天体のうち、対応天体が見つかりにくく未知天体と認識されるものとして代表的なのは、orphan GRB afterglow (第 9.1.3 節) や TDE (第 9.1.4 節) であろう。GRB 残光や超新星爆発に代表される突発現象は、電波帯域では増光は急激だが減光は緩やかで、その継続時間は数か月以上に及ぶものも多い。

一方、変動の継続時間が数か月以下で、起源が未知の突発天体もいくつか報告されている。例えば VLA のアーカイブデータからは 4 つの候補天体が発見されており、特に RT 19920826 と命名されたものについては検出状態も良好であった (Bower et al., 2007; Frail et al., 2012)。同様の突発天体は早稲田大学的那須パルサー観測所においても発見され、WJN J1443+3439 と命名された天体があるが、その起源については恒星フレアや AGN フレアが示唆されているものの、必ずしもわかっていない (Niinuma et al., 2007; Aoki et al., 2014)。そのような未知の突発天体を探査し、図 9.1 の空白領域を埋めるには、広い視野を高感度で探査し、さらに様々な時間分解能でデータ処理するための解析システムが必要になる。

中性子星起源の電波パルスや FRB とは考えられないような新しい電波パルスが観測されることもあるかもしれない。そのような未知の短時間突発現象観測には、従来の望遠鏡を越える感度と高い時間分解能、そしてデータ解析コンピュータの計算速度が要求される。

9.2 国際 SKA のサイエンス

国際 SKA サイエンスブックでは「The Transient Universe」という領域区分があり、突発天体に関する論文はその領域に集録されている。また周辺領域の研究としてパルサーに関する論文もあり、それらは「Fundamental Physics with Pulsars」という領域に集録されている。本節では「The Transient Universe」に集録されている 12 の論文について紹介していく。表 9.2 には 12 の該当論文をリストした。次小節からはそれぞれの概要を紹介していく。

9.2.1 SKA による突発天体探査

第 9.1 節および次節以降で述べるように、宇宙における突発現象は極めて高エネルギーな現象が元になっていると考えられ、その観測的研究によって新たな物理が開拓される可能性を秘めている。ただし、突発現象は宇宙のいつどこで起こるかということが予測することができないため、探査のみをやみくもに続けることはリスクが高い。しかしこのことは裏を返せば、突発天体の探査は他の目的の観測と並行して実施できるということである。また突発現象は、初期の増光段階と時間経過後の減光段階で、電波放射の物理過程が異なることもあり、現象が発生した直後から継続して追観測することが重要である。そのような特徴や課題をもつ突発現象の観測的研究では、以下の二つの機能を SKA に実装することが重要な鍵となる：

- (1) 他の目的による観測と共存・並行して運用できる、突発天体の探査観測システム、
- (2) 突発天体が発見された際に、それを即時的・自動的に追観測するシステム。

本節ではこの二つの機能について紹介する。

表 9.2: 国際 SKA サイエンスブックの突発天体領域論文一覧*

ID [†]	PI	Title
The Transient Universe		
051	R. Fender	The Transient Universe with the Square Kilometre Array
052	D. Burlon	The SKA View of Gamma-Ray Bursts
053	S. Corbel	Incoherent transient radio emission from stellar-mass compact objects
054	I. Donnarumma	SKA as a powerful hunter of jetted Tidal Disruption Events
055	J.P. Macquart	Fast Transients at Cosmological Distances with the SKA
056	L. Amati	The SKA contribution to GRB cosmology
058	H.E. Bignall	Time domain studies of Active Galactic Nuclei with the Square Kilometre Array
060	M. Perez-Torres	Core-collapse and Type Ia supernovae with the SKA
062	T. O'Brien	Thermal radio emission from novae & symbiotics with the Square Kilometre Array
064	L. Wang	Investigations of supernovae and supernova remnants in the era of SKA
065	P. Wilkinson	The Unknown Unknowns
066	W. Yu	Early Phase Detection and Coverage of Extragalactic and Galactic Black Hole X-ray Transients with SKA

*ArXiv 未投稿含む

† PoS (AASKA14) ID

SKA への要求 (1): 他の観測と共存する突発天体探査システム

探査によって突発現象を発見できるかどうかは確率によって評価できるが、多かれ少なかれ運に左右される。しかし一方で、探査は他の目的の観測と並行して実施することができ、多大な観測時間を費やすことができるという大きなメリットがある。観測時間が多ければ多いほど突発現象を発見できる確率は上がるため、その探査システムを他の観測と共存できるように構築することで、効率的に探査ができるようになり大きな科学成果を期待できる。

そのようなシステムとして、例えば図 9.6 に示すようなシステムをアフリカの MeerKAT に実装することが提案されている。この共存システムは、観測データの処理経路を分岐させ、一方を本来の観測のために使用し、もう一方を突発天体のリアルタイム探査に使用するというものである。図 9.6 は観測データの流れと処理過程を示しており、図左上の相関器 (correlator) から処理が始まる。通常の観測では、相関器から出力される電波干渉計のデータに対して図右方向に向かってさまざまな解析処理を施し、最終的に輝度分布画像を得る。その観測には通常数時間以上を費やし、その長時間の観測データを後日取りまとめる場合が多い。一方で突発天体は、その変動のタイムスケールが観測時間よりも短い可能性があり、またその追観測には即時性を要する。そのため突発天体探査は通常観測だけでは不十分であり、リアルタイムにデータ処理を行う必要がある。そこで通常観測と共存する形で処理経路を分岐させ、即座に簡易的な画像データを得て天体の光度変動を検出する。それを行うのが図 9.6 の左半分を示されるシステムである。もし突発天体が検出されれば、自動的にその情報を VOEventNet と呼ばれる突発天体の発見速報ネットワークに通報する。その通報によって、世界中の他の観測局がその突発天体を追観測することができれば、その起源や放射機構について詳しい情報が得られることだろう。

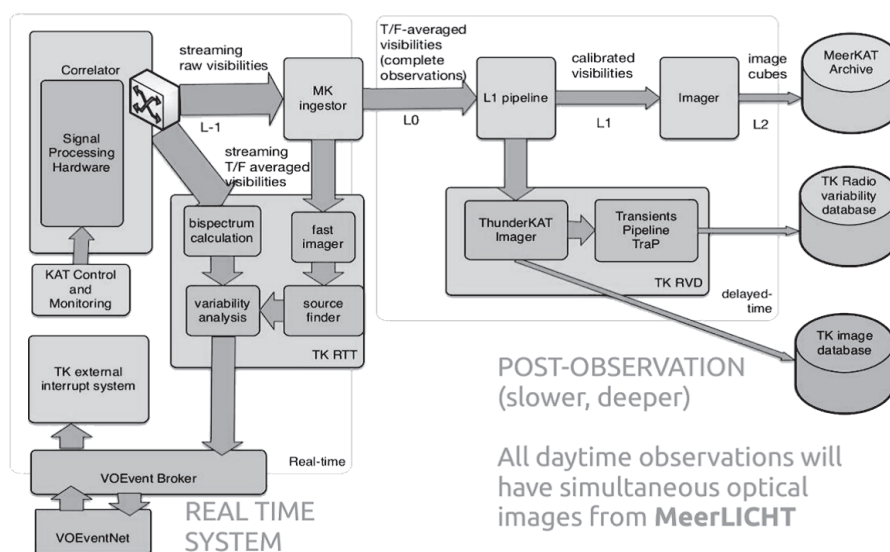


図 9.6: 他の観測と共存した突発天体探査システム。

SKA への要求 (2): 突発天体発見時の自動的な追観測システム

突発天体の観測的研究に重要なもう一方のシステムは、他の観測局によって発見された突発天体、あるいは SKA 自身によって発見した突発天体を、自動的に追観測するというものである。このようなシステムは既にイギリスの Arcminute Microkelvin Imager Large Array (AMI LA) に実装されており、ガンマ線観測衛星 Swift で発見されたガンマ線バーストを約 8 時間後に追観測することに成功している (Staley et al., 2013; Anderson et al., 2014)。この結果得られた電波帯域での光度曲線から、ガンマ線バーストのリバースショック (星間物質から噴出物の方向に伝わる衝撃波) による電波放射が、世界で初めて確認された。同様に Swift の速報によって、地球近傍の連星系 DG CVn からのガンマ線フレアを 6 分以内に追観測した結果、電波帯域でも大きいフレアが確認され、広い周波数帯域でのコインシデンスが得られている。しかし数日後には元の明るさに戻ってしまい、そのようなタイムスケールの短い突発現象を詳細に観測するためには、世界規模で即時的な追観測を行うことが重要である (Fender et al., 2015)。SKA においても同様のシステムを実装すれば、突発天体の研究にブレイクスルーを起こすことができるだろう。

まとめ

突発天体の観測的研究には、SKA に前述の二つのシステムを実装することが重要である。SKA は広い視野と高い感度を兼ね備えており、さらにそのシステムが実装されれば、電波帯域での変動天体や突発天体を数多く発見することができるだろう。その発見は、究極の宇宙物理を議論できる場所に、人類を導いてくれるはずである。突発現象というのは宇宙の、とりわけ深宇宙の灯台であり、その観測によって新しい物理を開拓できるに違いない。

9.2.2 ガンマ線バースト

GRB 電波残光の観測の現状 GRB は宇宙で起こる極限現象のひとつであり、基礎的な物理過程を探る自然界の実験場の役を果たすだけではなく、おそらく極限の赤方偏移に至るまでの宇宙の星形成率をトレースし宇宙史に渡る銀河間物質の構成を示すだろう。電波観測はその GRB の物理特性を決定する中心的な部分を担うと期待されるが、現在までのところ、GRB の電波観測は大抵ガンマ線検出天体のフォローアップ観測に限られてしまっている。

GRB 電波残光の SKA 観測の見込み SKA は、Phase 1 の初期科学段階で高周波帯域で数百の天体をフォローアップし、GRB 残光の研究を大幅に進展させるだろう。Band 5 (9.2 GHz) はとりわけ GRB 残光のような突発天体現象の探知に向く。時間進化する放射スペクトルの光学的厚みの遷移をサンプルしながら、電波残光のピークを探知し、放出物が非相対論的な速さに減速する時間までの残光を追跡できる。SKA2 では全 GRB の 25% についてその減速までの残光を観測することができるだろう。これは GRB の真のエネルギー割当量、周辺の密度分布、そして衝撃波の物理について重要な知見を与えるに違いない。また SKA は、ジェットが地球を向いていない GRB からのいわゆる orphan afterglow を日常的に探知できるようになるだろう。その検出率は SKA2 では毎週 1000 イベントを超えると予想される。

9.2.3 太陽質量コンパクト天体からのインコヒーレントな突発的電波放射

太陽質量コンパクト天体と電波放射 物質降着するコンパクト天体によるジェット形成とアウトフローは、物質降着と物質放出の関係によって決まる。この放出過程におけるインコヒーレントなシンクロトロン放射は、ブラックホール、中性子星、そして白色矮星を含む多くの降着連星天体で観測されている。

電波観測から分かること 散発的なアウトバースト中の電波放射の進化をモニタリングすることは、ジェットの立ち上がりについて重要な知見を与え、また、より高周波帯での観測と合わせれば、ジェットと降着円盤の潜在的な関係を解き明かすことになるだろう。電波観測によって、マグネターの巨大フレアなどの爆発的イベントも含めたジェットやアウトフローの、運動学的なフィードバックを定量化することができれば、星周物質への重要性も示すことができる。

感度への期待 SKA の高感度は、明るいエディントン限界のアウトバースト状態から、元々暗くて詳細な研究ができなかった低光度の鎮静したレベルまで、質量降着する太陽質量コンパクト天体のモニタリングを可能にし、新しいパラメータ空間を切り拓くだろう。鎮静した質量降着ブラックホールの国勢調査は、連星系の進化過程にも制限を与えるだろう。これまでのブラックホールジェットの調査を中性子星や白色矮星のより暗いジェットへと拡張することを可能にすることで、SKA はジェット形成におけるコンパクト天体の役割を決めるための比較研究を可能にする。SKA の高感度と広視野そしてマルチビーム能力を駆使すれば、観測しうる近傍宇宙 (~15 Mpc 以内) の全ての「明るいフレア天体」の探知とモニタリングが可能となる。それは初代クェーサーの成長への重要な示唆と共に、質量降着率が極めて高いコンパクト天体におけるジェットの特性について、我々に新たな知見を与えるに違いない。そこには超高輝度 X 線源 (ultraluminous X-ray source; ULX) の電波対応も含まれる。

SKA 観測の見通し シンクロトロン過程は、高周波にて早くピークを迎え、またフラックス密度が大きいので、以上のような研究は Band 5 で、最も効率よく観測できるだろう。太陽質量ブラックホールや球状星団内の中間質量ブラックホールの存在が想定される領域から、Bondi-Hoyle 降着の進む孤立した鎮静ブラックホールを検出することもできるだろう。

9.2.4 ジェットを伴う潮汐崩壊現象の強い狩人としての SKA

潮汐崩壊現象 超巨大ブラックホール (SMBH) による星の潮汐崩壊現象 (TDE) の観測的な帰結は、鎮静した SMBH を発見することを可能にし、それらの質量関数を制限することにつながる。それ以上に、かつては活動的ではなかった銀河におけるジェットを伴った潮汐崩壊を観測することは、初期段階、言い換えれば「汚れのない」環境での、ジェット形成と進化を研究するという新しい意味をもたらす。

潮汐崩壊現象の観測 数から数十の潮汐崩壊は 1999 年以降発見されてきているが、ジェットを伴った潮汐崩壊はたった 2 つだけ硬 X 線によって発見された。そしてそのうちのただ 1 つ、Swift J1644+57 だけが潮汐崩壊現象という解釈をさらに支持するような精密位置決定がなされた。これら 2 イベントだけでは上記の科学的問題に取り組むには不十分であり、サンプルをもっと圧倒的に増やさなければ取り組めない。

SKA への見通し X 線は実際に観測された電磁波帯にも関わらず、現在または近い将来の X 線装置はジェットを伴った潮汐崩壊現象を発見する最有力装置とはならないだろう。それらはせいぜい年間で数から数 10 のイベントを与えるのみと考えられる。実際の所、潮汐崩壊現象を検出し多波長フォローアップのトリガーをかけるための最適な戦略は、SKA を用いることである。SKA は年間で数 100 のイベント、赤方偏移で $z \simeq 2$ 程度までのイベントを発見できるだろう。とはいえ、電波と X 線のシナジーは原理的に、ジェットを伴った潮汐崩壊現象の絶対的な発生率、それらのジェットのパワー、群ローレンツ因子、ブラックホール質量関数、といった重要な物理量を制限することができる。そしておそらく、質量が $10^5 M_{\odot}$ 以下の中間質量ブラックホールを見つけることができるだろう。最終的に、Large Synoptic Survey Telescope (LSST) などの可視光サーベイと SKA を比べることで、ジェット発生効率をより直接的に制限することができる。

9.2.5 宇宙論的距離の早い突発現象

早い突発現象の活用 宇宙論的距離にわたって探知しうる電波バーストは、銀河間物質 (IGM) と銀河間磁場、そして時空そのものの強い証拠の一つとなる。それらの分散測度 (DM) は、いわゆる近傍赤方偏移宇宙の「ミッシングバリオン」を解く鍵となり、銀河形成・フィードバックモデルのキーパラメータである銀河ハロープロファイルの初測定を可能にするだろう。電波バーストは赤方偏移 $z \simeq 2$ を超えるところでの宇宙のものさしとして使うことができ、ダークエネルギーの状態方程式のパラメータ $w(z)$ を、Ia 型超新星で測られている赤方偏移をはるかに超えて制限することができる。これらの科学成果は、可視光フォローアップで宿主銀河の赤方偏移を得るのに十分な 1 秒角以内に位置精度が収まる、およそ 10^4 の FRB サンプルによって実現できる。重力波イベントは SKA1-LOW 帯域でコヒーレントな放射をすると仮定すると、宇宙論的な距離の FRB の位置決定は宇宙論的な標準サイレンとして使うことができる。

SKA への見込み 以上のような研究を実施するためには、発見した FRB の DM, RM, SM と比べられるように、FRB のホスト銀河を特定し、その赤方偏移を測定しなければならない。そしてこれは、半径 3 km 内に全アンテナの 80% を集めたコンパクト構成による集光デザインで実現でき、また高時間分解の信号処理機器を伝送路上に設置することが求められる。

9.2.6 ガンマ線バーストを用いた宇宙論への SKA の貢献

GRB 宇宙論 ガンマ線バースト (GRB) の光度は一定ではなく標準光源ではないが、宇宙の幾何学と膨張率を測るツールとして注目されている。それは GRB の 10^{53} erg/s を超える膨大な光度と、 $z = 8$ を超える高赤方偏移というユニークな組み合わせによる。近年、GRB を標準化し宇宙論パラメータ推定に使うために、いわゆる νF_ν スペクトルのピーク光子エネルギーと、放射の強度 (放射されたエネルギーないし光度) の関係を活用するいくつかの試みがなされた。これらの研究によって、既存の GRB データから Λ CDM 宇宙模型の物質パラメータ $\Omega_M \sim 0.3$ が導き出された。現在そして次世代の GRB 観測 (Swift, Fermi, SVOM, UFFO)¹³ により期待される結果から、ダークエネルギーの特性と進化の手がかりをつかむことが可能となるだろう。

SKA への見込み SKA を用いた GRB の電波観測および他波長観測の結果から、従来は得られなかった GRB の特徴が明らかとなるだろう。GRB の研究は SKA のその他の天体に関する主要科学計画の観測を補い、SKA の主要科学目的のいつくかに重要な貢献をすると期待できる。

9.2.7 活動銀河核の時間領域研究

AGN の時間領域研究の背景 活動銀河核 (active galactic nucleus; AGN) の電波変動の観測は、内在的な変動と外来的な変動の両方を明らかにすることができる。内在的なものは衝撃波・フレア・超巨大ブラックホール周りの放射の変化、外来的なものはたとえば天の川銀河の構造による散乱が原因である。そのような星間散乱はマイクロ秒角の空間分解能で放射領域の構造を示す。現在までの AGN 観測は、長期間モニターされ続けた天体が少ない、あるいは、モニター数は多いが時間分解能に乏しい、といういずれかの問題を抱えていた。

SKA への見込み SKA を用いることによるサーベイ能力の劇的な向上は、毎日かそれ以下の頻度で 10 万個の AGN の精密な外観モニター研究を可能にする。変動の統計、特に多周波同時観測は、AGN のクラス、光度、そしてジェット指向性という多くの問題を解決し、質量降着の物理を示すだろう。また星間物質による電波散乱の原因となる構造を、詳細に解明できるだろう。

9.2.8 コア崩壊型超新星と Ia 型超新星

コア崩壊超新星 コア崩壊型超新星 (core-collapse supernova; CCSN) からの電波放射の系統的な調査はいまだなく、狙いをつけた調査、つまり近傍宇宙のいくつかの可視光で発見された CCSN からの電波のみが観測されてきた。可視光での調査はダスト減光により大部分の CCSN を見損なう。ゆえに CCSN の電波での調査は覆い隠されていない完全な近傍宇宙の星形成率を与えることに有望である。SKA はこの領域の調査に、他の目的の観測に「相乗り」する形で、広視野のブラ

¹³SVOM: Space Variable Objects Monitor; UFFO: Ultra-Fast Flash Observatory.

インドサーベイを行うことが重要である。計画中の VLA Sky Survey (VLASS) が最大でも数 10 個の CCSN を発見する見込みに対して、MID はたった 1 年で数 100 個の CCSN を発見し、SKA1 の 10 倍の感度を持つ SKA2 では近傍宇宙で数千個の CCSN を探知すると期待される。ゆえに相乗り観測モードは、近傍宇宙におけるほぼ全ての CCSN の国勢調査を簡単になしうる。ゆえに CCSN の体積発生率 (イベントレート) を正確に決定するだろう。

Ia 型超新星 Target of Opportunity (ToO) 観測の運用体制を確立し、近傍 ($\lesssim 25$ Mpc) の Ia 型超新星を爆発から数日以内に追観測できるようにすることを提言する。SKA の比類なき感度は、爆発シナリオが single-degenerate なのか double-degenerate なのかを曖昧なく区別することを可能にするだろう。

9.2.9 新星と共生連星からの熱電波放射

星系からの突発現象 熱的な電波放射は星系からのアウトフローの本質的なトレーサーである。新星と共生連星¹⁴は白色矮星上の質量降着と核燃焼を内包した相互作用する連星系である。それらからのアウトバーストのほとんどは、高周波帯でより高いフラックス密度をもち、時間的に変動し、そして銀河面に大体集まっている、という特徴をもつ。自由-自由放射による物理的描像は、シンクロトロン放射による描像とは独立していて相補的である。SKA の潜在能力を駆使し、熱的過程の高精度な観測を行うことが重要である。

新星の観測 アウトバースト時の新星の熱的電波放射は放出質量、運動エネルギー、そして放出物の密度分布といったプロファイルを反映し、その観測によっておそれらを解明することができる。VLA や e-MERLIN などによる最近の観測では、新星の質量放出の信じられないような複雑な過程、例えば放出過程に多くの段階があることや、時間的に長期に渡って起きているように見える、というような問題を解き明かし始めている。

共生連星の観測 共生連星もアウトバーストを示す。それはときどきジェット物質排斥に伴われる。しかしながら、新星と違って共生連星の長期間の熱放射は、熱い白色矮星に照らされた巨大伴星の風の中に由来する。巨星風における白色矮星の影響は時間的に変動し、そしてそれらの変動を駆動する物理過程は謎のままである。おそらく質量降着の不安定性や白色矮星表面での時間変動する核燃焼によるものと考えられている。

SKA への期待 SKA1 の感度は天の川銀河全域に渡って新星サーベイをすることを可能にするだろう、そしてそれにより統計的に完全な分布が暴かれる。SKA2 をもってすれば、同様のことをマゼラン銀河でもできるようになるだろう。これは Ia 型超新星の発生源としてそれらの可能な役割を決定するための重要な示唆とともに、白色矮星への質量降着と質量欠損の背後の理論について、質の高いテストを可能にする。MID の特に高周波を優先した広帯域観測によって、新星の多様性を招いている物理過程について多角的な考察が可能となり、共生連星の質量降着過程と降着率を導き出すだろう。

¹⁴共生連星または共生星とは、主星が伴星である赤色巨星の中に入り込んでしまった連星系である。

9.2.10 超新星と超新星残骸の研究

超新星の種類 超新星は究極的に明るく、そして数日間は銀河全体よりも明るくなりうる。その爆発のシナリオとして主に2つのものが考えられており、白色矮星の熱核反応爆発 (Ia 型) と大質量星のコア崩壊 (II 型、Ib 型、Ic 型) である。

Ia 型からの電波を捉える Ia 型超新星爆発は宇宙の加速膨張を発見するための遠方の指標、標準光源として用いられてきた。しかしそれらの発生源系はいまだに困惑の種である。爆発による前方衝撃波とその周りの星周物質 (circumstellar matter; CSM) ないし星間物質 (Interstellar medium; ISM) の間の相互作用による電波放射は、超新星爆発の最後の進化局面を見るための重要なプローブである。しかし、現在の電波望遠鏡によって Ia 型の爆発そのものからの電波放射は検出されていない。SKA は高い感度と分解能によって、この Ia 型超新星爆発の電波を初探知できるかもしれない。

可視光で見えない II 型を見つける II 型超新星には、可視光で暗いものは元々暗いかダストの減光によって見そこねているという「超新星爆発頻度問題」というものがある。多くのダストに包み隠されて可視光で見えない超新星爆発が MID で見つけれられるだろう。特に宿主銀河の最内部に位置するものが見えてくると期待される。さらに、元々暗いものの発見も SKA1 でもたらされるだろう。また探査で明らかとなるイベントレートによって、現在の星形成率と初期質量関数にあらたな情報をもたらすに違いない。

超新星残骸の SKA 観測 超新星爆発は周囲の CSM や ISM を吹き飛ばしながら、過熱する衝撃波を引き起こし、そして超新星残骸 (SNR) を作り出す。そしてより多くの SNR が SKA によって発見されると期待される。これは現在問題となっている、超新星の理論的予測と観測との間のずれを減らすだろう。複数の SNR は宇宙線の主たる成分である陽子を、その衝撃波で高エネルギーにまで加速していると確認されている。SKA と Cherenkov Telescope Array (CTA) の観測を組み合わせることで、銀河宇宙線の起源のパズルを解く希望をもたらすだろう。

9.2.11 系内外のブラックホール X 線トランジェントの早期検出と網羅

SKA への期待 SKA の低周波における広視野と高感度によって、超巨大ブラックホール近傍での潮汐崩壊現象 (TDE) や太陽質量ブラックホール (low-mass X-ray binary; LMXB) でのフレア、またアウトバーストの進む系内外の突発天体を数多く発見できるであろう。将来の X 線広視野モニター観測と比較しても、SKA こそが最初にイベントを発見しアラートを他の観測所に送信することができる。一方で、TDE フレアや突発的アウトバーストの立ち上がり期の質量降着率は幅広く変化するので、SKA は広範囲に渡る質量降着率とその変化率を網羅することができる。そしてこれらの量は、定常的に電波を放射するブラックホール系においては、観測不可能なパラメータ空間である。非定常な降着状態にあるブラックホール近傍からの突発現象を観測することで、降着円盤とジェットに関する我々の理解を研ぎ澄ませるだろう。

9.2.12 未知の未知

アメリカ合衆国防長官だったラムズフェルド氏の言葉 (Rumsfeld, 2002) を借りると、物事には三種類あり、それらは

Known knowns: 我々が既に知っている事実、

Known unknowns: 我々が知らないことを自覚している未知、

Unknown unknowns: 我々が知らないことを自覚すらしていない未知、

というものである。このことは、宇宙科学の分野においてもまったく同様である。そこで本節では、unknown unknowns つまり未知の未知に相当する、予想すらできていない未知の天体現象の探査 (exploration of unknowns; EoU) について述べる。とりわけ未知を発見するために持つておくべき哲学と、その哲学に基づいた SKA への要求仕様を紹介する。

未知追究の哲学

宇宙科学における known knowns は既に研究されてきていることであるから、もしそれについて知りたければ文献を読めばよい。一方 known unknowns について知りたければ、何を知るべきか把握していることなので、観測提案書を書いて観測を実施すればよい。その観測が成功すれば、known unknowns は known knowns に変わり、宇宙科学は一步前進することになるだろう。しかしながら unknown unknowns については、我々はその存在にすら気付いておらず「知らないということすら知らない」。そのため、どんな研究をしてどんな観測をすれば良いのか、検討するどころか見当すらつかない。しかし過去の偉大な科学的発見が、そのような unknown unknowns を偶然発見したことに端を発しているのも事実である。

ゆえに SKA が長期に渡って科学成果を出し続けるためには、そのような unknown unknowns を発見できる能力を備えておかななくてはならない。SKA は、前章までに述べてきたような「現在」未解決とされている問題に対して注力し、その解決を目標とする。しかし SKA が完成し隆盛を誇っているだろう 2025 年以降には、現在未解決のそれらの問題は既に解決されているに違いない。その時 SKA による興奮はどこにあるかと言えば、それは解決済みの古い問題にはなく、新しい観測方式によって浮上するだろう新しい疑問、つまり unknown unknowns にある。それゆえ天文学では、我々が想像すらしていない「未知の何か」を見つけるための「備え」が重要であり、その備えに裏打ちされた「発見」が重要となる。

未知の探査 (EoU) のための要求

電波天文学における unknown unknowns がどのような天体現象なのかはもちろん予測できないが、「起源のわからない未知の突発現象」が既に発見されてきている。しかしそれらが発見した望遠鏡は、そのような未知の現象を捉えようとして設計されたわけではなかったし、何らかの理論をもとにして突発天体を探査したわけでもなかった。ところが蓋を開けてみれば、未知の突発現象が次々と発見され、新たな科学が生まれている。そしてこれからも、まだ予想もされていないような変動現象や突発現象が次々に見つかるに違いない。それを効率的に発見できるのが、SKA である。

SKA は高い感度と広い視野を持っており、未知の現象を数多く発見できる潜在能力がある。ただし潜在能力があったとしても、それを有効に活用できなければ未知の探査は進まないだろう。SKA がその潜在能力を解放し未知の探査を効率的に行うためには、第 9.1 節で述べたような (1) 共存システムや (2) 自動追観測システムを活用できるような「柔軟性」が必要である。またそのようなシステム柔軟性の他に、観測後のデータ解析においては次の二つの要素が重要となる。

要求 1: Einstein@Home と同様のプロジェクト SKA を有効活用するには、その観測データが研究者だけでなく一般人にも開かれていることが重要である。多くの人に SKA データを解析してもらい、彼らの興味を最大限に引き出せるような環境を用意しなければならない。この「一般市民による科学」には既に前例があり、重力波望遠鏡 LIGO や Arecibo 天文台の観測データを一般市民のコンピュータで解析してもらうプロジェクト、Einstein@Home¹⁵ によって新しいパルサーが数多く発見されてきている。同様のプロジェクトを SKA でも行うことで、SKA による成果を最大化できるのみならず、人類全体による科学探求が実現するだろう。

要求 2: Virtual Observatory への貢献 SKA を有効に活用するには、前述の一般市民による科学と併せて「他の望遠鏡とのシナジー」を最大化することも重要である。第 9.1 節で述べた (2) 自動追観測システムもそのシナジーのひとつであり、天体を連携して観測し多くの情報を得ることで、高いシナジー効果が生まれるだろう。これは観測の最中に期待できるシナジーだが、観測が終わりデータだけが残っている状態でも、他の望遠鏡とのシナジーを図ることができる。それを実現するのが Virtual Observatory¹⁶ (VO) であり、VO を利用することによって、複数の望遠鏡による多波長観測データを容易に比較できる。したがって他の望遠鏡とのシナジーを飛躍的に高めるために、SKA はそのデータリソースを VO につぎこむことが重要であり、それによって多くの科学成果を生むことができるだろう。

まとめ

宇宙には、我々がまだ想像すらしていないような未知の現象 (unknown unknowns) があふれていると考えられ、図 9.1 の空白領域がその事を示唆している。アメリカの作家であり生化学者でもあるアイザック・アシモフが言ったとされている言葉に次のようなものがある。

—科学において最も興奮する言葉、つまり新しい発見の前兆となる言葉は、「わかった！」ではなく「これは妙だな...」である。

つまり known unknowns を解明したときの「わかった」という言葉よりも、unknown unknowns を発見したときの「妙だな」という言葉の方が、科学にとっては面白いということである。SKA は、そのような未知の発見に備えて設計されなければならない。そのためには第 9.2.1 節で述べたような柔軟な観測システムが不可欠である。また、未知の発見に「備えておく」ことの重要性は、フランスの生化学者であるルイ・パスツールの言葉にも見ることができる。

—チャンスはそれに備えている者だけにほほえむ。

つまり、科学にとって最も面白い「これは妙だ」と言える未知を発見するには、その発見のチャンスが舞い降りることに備えておかなければならない。その「備え」として、SKA には観測システムの「柔軟性」が不可欠である。それとともに、一般市民が探査に参加できるようにすることや、他の望遠鏡とのシナジー効果を最大化することも重要となる。それらを実現することで、SKA は長期にわたって科学成果を出し続けることができる。

¹⁵Einstein@Home: <http://www.einsteinathome.org/>

¹⁶Virtual Observatory (VO; <http://www.ivoa.net/>) は観測データをデータベース化したり、扱いやすいデータ解析ツールを提供しているプロジェクトである。日本でも JVO (<http://jvo.nao.ac.jp/>) が活動し、一般市民もすばる望遠鏡などのデータにアクセスしやすくなっている。

9.3 日本が狙うサイエンス

本節では、SKA を用いた日本が主導するサイエンスについて述べる。その中で、あるサイエンステーマを実現し成果を出すために、SKA に対してどのような装置要求をするべきか、あるいは SKA をどのように運用するべきかという戦略について言及する。ただし SKA は既にそのデザインがおおよそ決まっているため、大幅な装置変更などは望めないことも考慮して、現状のデザインでどの程度のサイエンスが行えるか、ということについて主に述べる。

本研究は、宇宙における突発現象、変動現象を観測することによって、時間的に異なる宇宙の様相を捉え、そこから未解明の物理に迫ろうとするものであり、キャッチフレーズとして

「ダイナミックな宇宙を解き明かす時間領域の天文学」

と題し、以下のようなサイエンスを提案する。それらのサイエンスを日本で主導するため、SKA へ日本が参加することの重要性と SKA に対する要求に言及する。

9.3.1 系外超新星

9.3.2 超新星残骸における粒子加速の現場、および星間物質と磁場の相互作用

9.3.3 電波によるガンマ線バーストの即応追観測

9.3.4 死んだ電波銀河のシェルからの放射

9.3.5 SKA で探る中性子星の突発現象

9.3.6 FRB の起源天体モデルとバリオン探査

9.3.7 FRB の偏波の可能性と宇宙磁場

9.3.8 重力波-電波マルチメッセンジャー観測

9.3.9 未知の突発天体の探査

9.3.10 突発天体研究のための SKA への要求

9.3.1 系外超新星

爆発直後の若い(一年程度以内の)超新星における電波放射として支配的な機構は、超新星放出物質と星周物質の相互作用により発生する衝撃波と、そこで加速される相対論的電子からのシンクロトロン放射である(e.g., Chevalier, 1998)。これは現在の電波望遠鏡にとってはそれほど強い電波源ではなく、典型的な検出例では 5 GHz においてピーク光度が $10^{27} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ 程度の現象である(e.g., Pérez-Torres et al., 2014)。したがって、これまで電波観測されている数十例の系外超新星は、主に数十 Mpc 程度以内の距離で発生したものに限定されており、非常にバイアスのかかった、限られたサンプルしか存在しない。

超新星の電波帯域における多様性は大きく、GRB に付随する極超新星(SN 1998bw など: Galama et al., 1998)、それと関連があると考えられている「相対論的」超新星(SNe 2009bb, 2012ap: Soderberg et al., 2010)、あるいは II_n 型超新星と呼ばれるタイプの一部(e.g., Chandra et al., 2012)においては、

その光度は $10^{29} \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ まで増光する。タイムスケールも様々であり、5 GHz 帯では典型的に数十日程度でピークを迎えるが、数年以上増光し続けるタイプのものも存在する。

観測されている電波放射の多様性は、超新星爆発により放出された物質の運動エネルギーおよび星周物質密度・分布の多様性を反映していると考えられ、電波放射の情報から星周物質密度などが導かれている (e.g., Maeda, 2012)。一般に可視光観測からは星周物質の情報を直接導出することはできない。超新星からの電波放射は、爆発直前の数十～数百年にわたる親星からの質量放出を反映するため、電波帯域における観測は、恒星進化論でも最大の謎の一つである大質量星の終末期の性質、超新星に至る直前の進化を知るためのユニークな手段である。また、超新星残骸からの多波長放射により宇宙線加速機構の研究が進んでいるが、若い超新星においては衝撃波速度とダイナミクス、星周物質の密度が大きく異なる。このため、宇宙線加速機構について超新星残骸を用いた研究とは別確度から切り込む新たな手段になると期待される。

SKA による系外超新星研究は、主に可視で発見された超新星の即応追観測、SKA 自体による電波サーベイの二つを並行して行うべきである。現在世界中で様々な突発現象・超新星可視光サーベイが進行しており、SKA の時代には Large Synoptic Survey Telescope (LSST) の稼働が見込まれる。日本においても木曾シュミット望遠鏡やすばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam (HSC) を用いた可視サーベイ計画が進展しつつある。さらに、可視赤外大学間連携を通し可視・近赤外追観測の枠組みも整備され、恒星進化・超新星の理論研究を行うグループも多数存在しているなど、SKA の時代における即応追観測について存在感を発揮するための下地ができていると考えられる。また、日本は歴史的に見ても電波観測におけるプレゼンスを発揮しており現在も大学間連携などを通し維持・発展しているのに加え、超新星電波放射の理論研究の下地もできつつある。これらを総合し、可視-電波-理論を組み合わせた研究を進めるにあたり十分な下地ができていると言えるであろう。

(1) 観測数の飛躍的増加によりもたらされる統計的理解

超新星の性質の多様性を考えると、現在までの数十程度のサンプル数ではその全容を解明するためには全く不十分である。SKA においては現在より少なくとも一桁良い観測精度を達成できるため、少なくとも数十倍の効率をもって、現在までの観測例とほぼ同等の質 (観測期間、S/N 比など) のデータを取得できる。たとえば年間一万個にのぼる発見が可能であるという見積もりも存在する (e.g., Pérez-Torres et al., 2014)。これにより、超新星の電波帯域における性質と可視光域における性質の関係が明らかになり、したがって爆発に至る進化 (電波) と超新星爆発の性質 (可視) の関係が明らかになるであろう。

(2) まだ検出されていない電波放射の弱い超新星の研究

従来の観測では、大半の超新星について電波放射は検出できていない。つまり従来見つかった超新星は、質量放出率の大きい系、爆発前に激しい質量放出をした系などが選択的に観測されたものであると考えられる。また、既存の恒星進化理論では到底説明できないような、 $0.1M_{\odot} \text{ year}^{-1}$ 以上の激しい質量放出が爆発直前に起こっている例も示唆されている (e.g., Moriya & Maeda, 2014)。これらが特殊なのか一般的なのか明らかにするためには、より「弱い」電波放射をする超新星をとらえることが不可欠であり、これは SKA でなければ達成できない。

個々の問題についても、新たな電波放射検出が未解決問題解明のブレークスルーになり得る。たとえば、Ia型超新星親星周辺の星周物質の有無・質量放出率は爆発に至る白色矮星の進化解明において最重要である (e.g., Hillebrandt et al., 2013)。伴星が主系列星・巨星の場合 (single degenerate scenario: SD) には比較的濃い星周物質の存在が予測され、一方白色矮星二つの合体説 (double degenerate scenario: DD) からは希薄な周辺環境が予測される。現在までの観測で、ごく近傍で発生した二つの超新星の星周密度について強い上限がついており、SD説に対し否定的な結果が得られている (Pérez-Torres et al., 2014)。同様の近傍Ia型超新星について弱い電波を実際に検出すること、さらに多くのサンプルについて強い上限値をつけることで、この議論に決着がつくであろう。同様の議論はIa型超新星・重力崩壊型超新星の両方で見られる多様性の起源の解明のための大きな一歩となり得る。

(3) 可視光では観測できない激しい星形成を起こしている銀河での超新星の検出と研究

重力崩壊型超新星は大質量星の爆発であるため、その多くは激しい星形成を起こしている銀河で発生しているはずである。しかし、luminous infrared galaxy (LIRG) や ultra luminous infrared galaxy (ULIRG)¹⁷ といった星形成の激しい銀河は、一般的に可視光域では吸収が大きい銀河であり、そこで発生した超新星を可視光サーベイで見つけることは困難である。近年においては adaptive optics (AO) を用いた近赤外サーベイ、空間分解能の高い電波サーベイもなされているが、未だに数例の観測例が知られているだけである (e.g., Mattila et al., 2007)。

超新星のイベントレートの測定は直接的な星形成率測定を与え、特に高赤方偏移に行くほど「隠された」星形成の割合は増えるため、イベントレートの解明は星形成史や初期質量関数の研究、超新星に至る恒星進化の研究にとって重要な要素である。同時に、星形成の盛んな環境における超新星の性質が、これまで知られている超新星と同様であるかは自明ではない。SKAにおける電波での広視野サーベイにより、このようなバイアスのかからない超新星のイベントレートや、様々な環境における超新星の性質・恒星進化、および初期質量関数の情報が得られるであろう。

(4) 可視光観測とのシナジーによる近傍超新星の包括的研究

これまでごく近傍の一握りの超新星について可視-電波の双方からの研究がなされているが、そのサンプル数の増大は重要である。サンプル数が増えることによって、電波からわかる「親星の質量放出」と可視光からわかる「超新星の性質」との関係 (前述) や、様々な物理状況 (衝撃波速度、星周物質密度) における非熱的粒子加速 (後述) に加え、可視-電波観測のシナジーにより多くの新たな情報が得られる。たとえば、電波による高い空間分解能の観測によって、ごく近傍の超新星については衝撃波伝搬の様子が直接撮像により求まる (e.g., Marcaide et al., 1995)。また、爆発直後からの電波追観測により親星を衝撃波が突き抜けた直後 (ショックブレイクアウト) の衝撃波速度を測定し、これから親星半径の情報を得ることができる (Maeda, 2013)。これらは最新の可視光観測手法と相補的であり、新たな研究分野を創出すると考えられる。

(5) 強い衝撃波における相対論的電子加速機構、電子注入問題

相対論的粒子加速機構は天体物理学における最重要未解明問題の一つである。加速陽子の最大エネルギーが近年明らかになりつつあるが、それと同様に大きな問題として低エネルギー電子注

¹⁷光度が $10^{11} L_{\odot}$ を超えるような赤外線で明るい銀河を LIRG とよび、 $10^{12} L_{\odot}$ を超えるものを ULIRG とよぶ。

入問題がある。星周物質中を衝撃波が伝搬する若い超新星においては、物質密度したがって増幅磁場密度が大きいことがわかっており、GHz帯での観測により MeV–GeV 域の電子からの放射をとらえることができる (Maeda, 2013)。さまざまな星周物質密度をもつ異なる超新星の観測を包括的に行うことで、MeV–GeV 域での加速電子スペクトルを得ることができるほか、ALMA などによる高周波観測を組み合わせることで、個々の超新星における低エネルギー非熱的電子スペクトルを得ることができるであろう。これは、電子注入問題を解明する上でのブレークスルーになり得る。また、様々な環境で発生し様々な衝撃波物理状況を持つ様々な超新星を観測することにより、電子加速効率などを統計的に調べることが可能になり、これをもって粒子加速機構に必要な・重要な条件を探ることができるであろう。

9.3.2 SKA 時代の多波長観測で探る超新星残骸における粒子加速および星間物質との相互作用

超新星爆発は周囲の星周物質や星間物質を圧縮しながら高温の衝撃波を形成し、超新星残骸を生み出す。超新星残骸は、星が爆発前に核融合で形成した重元素や衝撃波で加速された高エネルギー粒子を宇宙空間に供給する、宇宙の多様性の源である。しかし、その発生頻度や宇宙線加速に必要とされる衝撃波面での磁場増幅機構など、その多様性の核となる事象はまだ定性的な理解しか進んでいない。その原因は既存の観測装置の性能限界とサンプル数の不足によるところが大きい。

そこで SKA のような、従来の観測装置の性能を遥かに超える次世代望遠鏡が、超新星残骸の理解のために非常に期待されている。SKA を用いた科学や、そのための SKA への要求としては、以下のようなものが挙げられる。

(1) 非線形粒子加速の解明

銀河系内の超新星残骸は現在 294 天体がカタログ化されているが (Green, 2019)、爆発頻度予想からは 500 個程度存在すると予想されている。SKA はその高い感度と空間分解能で銀河面探査を行うことでほぼすべての銀河系内超新星残骸を発見すると期待される。2019 年には X 線全天探査衛星 eROSITA¹⁸ が新たに打ち上げられ、超高エネルギーガンマ線望遠鏡 Cherenkov Telescope Array (CTA)¹⁹ も稼働を始めるなど高エネルギー天文学の分野でも超新星残骸探査が始まりつつあり、今まで見つかりにくかった高エネルギー粒子を特に効率よく生成していると思われる種族の超新星残骸も多数発見することで超新星残骸の銀河宇宙線に対する寄与も決定できるだろう。

超新星残骸衝撃波面では効率よく粒子が加速されることで誘導磁場が発生し、乱流状態の磁場が増幅されている兆候がみられる (Bamba et al., 2003, 2005; Bell, 2004)。乱流磁場中では正のフィードバックがかかることで非常に効率の良い加速が起こり (非線形加速)、衝撃波面の圧縮率が実効的に変わること、結果的に加速粒子および加速粒子からのシンクロトロン放射のスペクトルがべき型分布から変わることが予想されている。実際 Planck による超新星残骸観測ではこのスペクトルのべきの折れ曲がりの兆候が見つかっている (Planck Collaboration et al., 2016)。SKA はこの兆候が有意に決定づけスペクトルを正確に測定することで、非線形加速を初めて決定的にとらえる望遠鏡となるだろう。

¹⁸<https://www.mpe.mpg.de/eROSITA>

¹⁹<https://www.cta-observatory.org>

(2) 星間物質との相互作用

超新星残骸の多くは周りの星間物質(星風、HI・分子雲など)と相互に強い影響を与え合い、明るい電波を放つ(Bykov et al., 2000; Fukui et al., 2012)。例えば、最近フェルミ衛星(e.g., Ackermann et al., 2013)の観測によって、ガンマ線で明るくかつ爆発から1万年程度経った古い残骸は、そのほとんどが分子雲とぶつかっており、電波でも明るく観測されることがわかっている。その放射機構・粒子加速機構はまだ謎のままだが、SKAによってこのような残骸を精度よくイメージングし、他の波長の観測データと組み合わせ、更にセルフコンシステントな理論モデル(e.g., Lee et al., 2012)で解釈することにより、この謎は解明されると考えられる。このとき他波長データとの比較のため、SKAはその資源を第9.2.12節で述べたVirtual Observatoryにささげることが重要である。

9.3.3 電波によるガンマ線バーストの即応追観測

宇宙最大の爆発とされるガンマ線バースト(gamma-ray burst; GRB)はまず数100 keV程度のソフトガンマ線で明るく輝き(1-10秒程度続く即時放射と呼ばれる)、次いでX線、紫外・可視・赤外光、電波など多波長で輝く「残光」と呼ばれるフェーズに移行していく。現在GRB検出の主力観測機器はNASAのSwift衛星であり、ソフトガンマ線検出器に加えX線検出器、紫外・可視光検出器を搭載している。視野についてはソフトガンマ線検出器が優れているのに対し、位置決定精度についてはX線検出器、紫外・可視光検出器が優れている。従って即時放射をまず広い視野を持つソフトガンマ線検出器で同定し、直ちにその視野内をX線、紫外・可視光検出器でフォローアップすることで残光を検出、GRBの正確な位置情報を地上望遠鏡等に速報するシステムが構築されている(第9.1.3節)。このシステムにより、Swift衛星によって秒角程度に絞られた位置情報を基に、すばる等の地上望遠鏡は深いフォローアップを行い、詳細な残光観測・ホスト銀河観測等を行うことが現在可能となっている。

SKAへの期待と要求

SKAの時代にSwift衛星自体が運用されているかどうかは定かではないが、類似のGRB衛星計画にはSVOM計画²⁰(中国-フランス: Paul et al. 2011)、HiZ-GUNDAM計画²¹(日本: Yonetoku et al. 2014)などがあり同様の速報体制は維持されているものと考えられる。従ってGRBはランジェントな現象であるが、SKA自体がサーベイする必要性はそれ程高くない。むしろ速報を受けた際に素早くフォローアップする用意をSKAは行っておくべきである。またこれまでに観測されているGRBの典型的な電波残光のスペクトルから、GRB電波残光はGHz以上の周波数帯で明るいことが知られている。以上の状況から、SKAによるGRB観測はたとえ視野が狭くても大きな問題ではなく、GHz以上の観測波長帯で感度の高いSKA-MIDが有効であると考えられる(Burlon et al., 2015)。

SKA-MIDの感度を考慮すると、およそ年間数百のGRB電波残光が検出できると予想される。この数は1997年に初めて残光が検出されて以降、観測された電波残光の総数とほぼ同程度であり(Chandra & Frail, 2012)、SKAは電波残光の観測例を飛躍的に増大させると期待できる。またこれまでの統計では、発見されたGRBの約1/3の割合のみで電波残光が検出されているが(Chandra &

²⁰2021年打ち上げ予定: <http://www.svom.fr/en/#filter=.accueil>

²¹2025年頃打ち上げ予定: <http://www.scj.go.jp/ja/info/kohyo/pdf/kohyo-24-t286-3-2-81-89.pdf#search=%27HiZGUNDAM%27>

Frail, 2012)、SKAによる深い観測によって“弱い”電波残光が検出されることも期待され、GRB残光の物理状況の理解がより進むと期待される。また比較的近傍の電波残光については放射領域の固有運動の検出が期待でき (Taylor et al., 2004)、GRBのダイナミクスに重要な情報を与えると期待できる。遠方の電波残光については特に初期のフェーズにおいてシンチレーションによる光度変動が予想され (Frail et al., 1997)、GRBジェットの口径に強い制限を与えることもできる。更にGRBジェットが地球を向いていない場合にも、後期にはジェットの減速に伴い口径が広がっていくと期待される。SKA1-LOW/MIDの高感度サーベイによって、これら親なしGRB残光 (orphan afterglow, 第9.1.3節)の初検出も期待できる。また起源のわかっていないshort GRBの電波残光は現在まで30例強発見されているのみで、統計的に充分でない。しかしこの限られたサンプルの中ではlong GRBに比べて一桁、あるいはそれ以上電波残光の強度が低い傾向が見られるという報告もある (Chandra & Frail, 2012)。SKAによる高感度観測により、short GRB電波残光の特性がより明確に理解でき、short GRBの正体に迫る手掛かりにもなると期待される。

日本の独自性とまとめ

以上のようにSKAのGRBに対する科学的貢献は期待が非常に高い。そしてSKAがその期待に応えるためには、GRBの発見速報を受けた際に、素早くそれをフォローアップできるような運用体制をSKA1-MIDに課さなければならない。また日本 (SKA-Japan) においては、日本のGRBミッション・HiZ-GUNDAMとの連携で大きな特色を打ち出すことが期待できる。HiZ-GUNDAMは高赤方偏移 (high-z) した遠方GRBの検出を主眼においており、宇宙再イオン化期の宇宙の物理状況を解き明かすことにも貢献できるミッションである。すなわちSKAの21 cm線観測による宇宙再電離期観測とは別のアプローチとして、SKAとHiZ-GUNDAMとの連携による「遠方GRB・宇宙再電離期の物理状況の理解」という日本発のサイエンスが期待でき、その意義は非常に高い。

9.3.4 死んだ電波銀河のシェルからの放射

電波銀河の主な放射源は、AGNジェットによって形成される電波ローブと呼ばれる広がった構造である。観測されている電波銀河のサイズは幅広く分布しており、kpc未満のものからMpcを超えるようなものまで存在している。電波銀河の大きさは、主に年齢 (ジェットの中心核からの噴出が維持されている時間) によって決まり、小さいものは若く、大きいものは年老いていると考えられている。したがって、小さい電波銀河はいずれ大きい電波銀河に成長するといった描像が広く受け入れられている。

しかしながら、単純に全ての電波銀河が10 kpcを超えるような大きさに成長できるのかはよく分かっていない。というのも、理論的には10 kpcに満たない小さくて若い電波銀河 (年齢 10^3 – 10^5 歳の電波銀河)の割合は全体の約0.01%と予測されるが、実際の観測では全体の約10–30%を占めており、 10^7 歳程度の年老いた銀河が予測より少ないためである (Orienti et al., 2010; Kunert-Bajraszewska et al., 2010)。この未解決問題について様々なシナリオが提唱されてきているが、一つの自然な解釈は、大多数の電波銀河が若い段階でジェット活動を停止もしくは休止し、成長が止まってしまう「死んでいる」とする解釈である。

このシナリオを検証するためには、死んだ電波銀河を観測でとらえる必要があるが、ジェットの活動性を失った電波ローブは急激に暗くなってしまうため、従来の観測施設でとらえる事は困難であり、現状は候補天体が数例見つかった程度である。さらに最近の理論研究からは、ロー

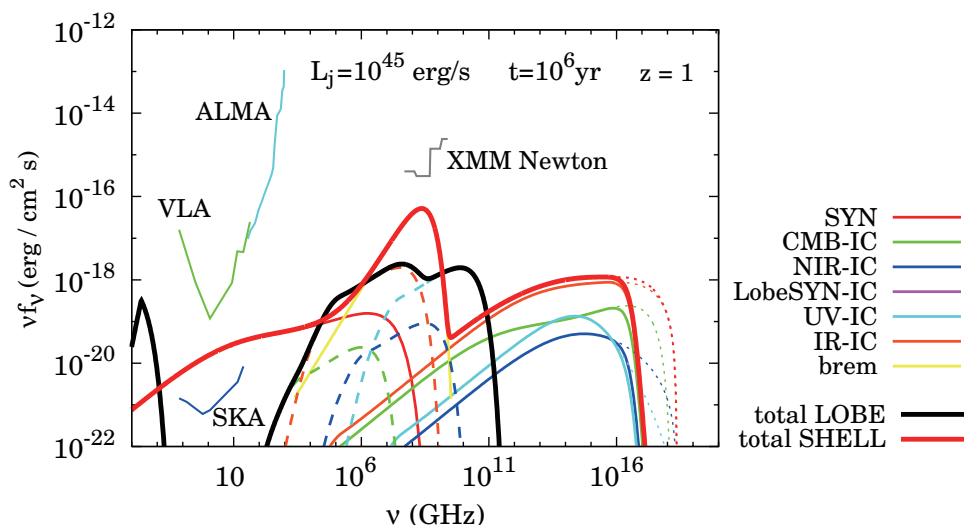


図 9.7: ジェットの放出が停止した(死んだ)電波銀河に付随するローブ(黒実線)及びシェル(赤実線)のスペクトル。電波銀河の年齢を 10^6 年、ジェットが活動を停止するまでの継続時間を 10^5 年と仮定し、また赤方偏移を $z = 1$ としている (Ito et al., 2015)。

ブは暗くなるだけではなく放射帯域が 10 MHz 以下となってしまうため、SKA をもってしても、死んだ天体の電波ローブからの放射を検出する事は難しい事が示されている (Ito et al., 2015)。しかし電波ローブではなく、それを取り囲む周辺物質から構成される「シェル」は、ジェットの活動が休止した後も急激には減光しないため、SKA によってとらえられる事が期待できる (図 9.7)。したがって、電波銀河の進化トラック解明への道を切り開くためには、SKA を用いてシェルの観測を行うことが不可欠である。さらに SKA によって、AGN ジェットが周辺環境に与える影響 (AGN フィードバック) や、ジェットが駆動される条件などのサイエンスに関しても迫る事が期待される。

9.3.5 SKA で探る中性子星の突発現象

SKA と Giant Radio Pulses

電波パルサーのほとんどは、パルスの peak 強度および fluence が log normal 分布もしくは Gauss 分布を示すのに対し、それらが高光度領域で冪分布を示すものがあることが知られており、Giant Radio Pulse (GRP) と称される。GRP が見出されたパルサーはこれまで十数個にとどまり、2500 個を超える全パルサーのなかで少数派であるが、その中に、Crab パルサーや最初に発見されたミリ秒パルサー PSRB1937+21 など、重要なパルサーが含まれていること、パルサー磁気圏解明の鍵を GRP の発生メカニズムに求める期待などが、GRP が注目されている理由である。

さらに、最近話題の電波突発天体 FRB のモデルの 1 つは誕生直後のマグネターで発生する GRP を考えるものである。実際、このモデルの提唱以後、天の川銀河中心の近傍にあるマグネター PSRJ1745-2900 の電波パルスが GRP とよく似た特性を示すことが見出された (Pearlman et al., 2018)。このことは FRB モデルの仮定と調和的ではあるが、観測されたパルスの最大光度はまだ FRB の fluence を説明できるほどではない。GRP 光度関数の冪分布の上限がどこまで伸びているか、それを見極めるのに必要な長時間のモニター観測は、現在は Crab など少数のパルサーを対象

に実現しているのみだが (e.g., Bera, & Chengalur, 2019)、SKA 時代には複数のパルサー、マグネターについて包括的な長時間観測が実現されるだろう。

GRP の正体を探る方向のもう 1 つは、光学パルスや X 線・ γ 線など、他波長のパルスと電波パルスの相関の有無を見出すことであり、Crab パルサーの光学パルス、X 線パルスと GRP には相関があることが示されている (Shearer et al., 2003; Strader et al., 2013, Enoto et al. 2020)。GRP や FRB の放射機構を探るうえで重要なヒントになるこうした相関解析も、SKA 時代には多数のパルサー、マグネターに対して劇的な進展が見込まれる。

マグネター磁気圏の解明

電波および X 線によるマグネターの観測的研究 Swift 衛星によって、突発的に X 線で増光する銀河系内のマグネターも数多く見つかるようになり、すでに 30 個程度が知られている。この発見をもたらした X 線アウトバースト現象では、 $k_B T \sim 0.3$ keV にピークをもつ星表面の熱的放射が増光するとともに、硬 X 線にピークをもつショートバーストを頻発し 100 keV 近くに向かって伸びる硬 X 線のべき放射も検出されるようになってきた (Enoto et al., 2010)。こういった突発現象は通常の電波パルサーと異なるマグネターの特徴で、多波長でのフォローアップが急速に進展している。

近年、X 線アウトバーストを生じた際には電波が放射されるという例が報告されるようになってきた。2003 年に発見された XTE J1810-197 (Camilo et al., 2006) や 2007 年に突発増光した 1E 1547.0-5408 (PSR J1550-5418; Camilo et al. 2008) では、GHz 帯域でフラットなスペクトルを示し、100% に近い直線偏光を示すなど、共通点をもった電波パルスが報告され、マグネター磁気圏の解明に重要な情報になると期待されている。

最近、電波パルスが観測されたことのあったマグネターの一部が再び活動するという事例が報告された (Camilo et al., 2018; Lyne et al., 2018)。そのうちのひとつ XTE J1810-197 について日本の研究チームが精力的に観測的研究を進めている。

XTE J1810-197 は 2005 年以降に電波領域でも X 線放射と同じ周期のパルス放射が観測されたものの、2 年足らずの期間の間で電波強度が著しく減少し、2008 年 10 月を境に観測可能な電波放射は確認されなかった (Camilo et al., 2016)。このことはマグネターの電波放射が大きな変動性を持つことを示しているが、このような変動性のみならず休止の理由も未だ謎として残っている。しかし、2018 年 12 月、10 年の休止期を終えてまた活動し始めた (Lyne et al., 2018)。電波望遠鏡によるモニタリングで先に観測されたこの再活性化は、後に X 線のデータにより当該観測以前に X 線の強度も増したことが確認された (Gotthelf et al., 2019)。日本のグループも、この再活動を開始したマグネターを国内の電波望遠鏡を用いて観測した。この観測は国立天文台の VERA4 局、茨城大学の日立アンテナ、NICT の鹿島局、そして、東北大学の飯館アンテナの計 7 基の電波望遠鏡により、325 MHz から 22 GHz までの間の計 5 つ観測周波数帯で実施された。アウトバースト最初の数か月間、このマグネターはこれまでに観測されたマグネターの電波放射の特徴と同様、大きな変動性を見せた。しかしながらサンプル数の制限および大きい変則性のため、マグネターにおけるアウトバーストの多発性の原因やそれぞれの電波放射の特徴については未だよく分かっていない。

再活性化の以降、日本の観測で最も明るく観測された 6、8 GHz での電波強度が半年ぶりに数 mJy から 0.1 mJy 以下までに落ちた点 (Camilo et al., 2016) や 22 GHz での 4 つの subbands での単一パルスの形や強さが異なる点などはマグネターのより広範な領域での電波観測の必要性を暗示する。今後、SKA を通じたマグネターの定期的なモニター、そしてまだ実施されていないような

低周波帯におけるマグネターの電波観測は、マグネターの起源のみならず、マグネターにおける進化の過程を垣間見るための重要な機会になることが期待される。

マグネターは X 線で卓越した放射を示すため、これまでは主に高エネルギー帯域の観測が主だったが、トランジェント型のマグネターの電波観測が新しい観測の窓として開かれつつある。また、定常的に明るい天体からも微弱な電波パルスが検出できるようになることも期待される。従来、電波パルサーの多波長に渡るパルス研究がパルサー磁気圏の理解を進ませたように、SKA による電波観測を可視光や X 線と組み合わせた多波長の突発現象観測が、マグネターの磁気圏の解明の伴になると期待できる。

マグネター磁気圏の理論的研究 マグネターは磁場をエネルギー源とするため、内部もしくは外部の磁場の大きさや形状には進化を伴う。中性子星内部の磁場進化 (e.g., Viganò et al., 2013)、フレア前の外部の磁場形状に関する理論研究 (e.g., Fujisawa, & Kisaka, 2014) は近年大きく進展している。一方で、電波パルス放射の偏光観測データが得られれば、観測的に磁場の形状を制限が可能である。すでに一部の天体では通常のパルサーに見られる単純な双極磁場では説明できない偏光方位角の変化が報告されている (Kramer et al., 2007)。理論研究の進展と SKA による詳細な観測データの蓄積により、マグネターでどのように磁場が進化しその形状と活動性の関係などが今後解明できる可能性がある。

マグネターと同様のフレアを起こした電波パルサー J1119-6127 において、ショートバーストに同期してもともと見えていた電波パルスが抑制される現象が報告された (Archibald et al., 2017)。これに対し、バースト時に放出されるプラズマ流が電波放射を吸収するとして説明可能である (Yamasaki et al., 2019)。この理論モデルによると、電波の抑制のタイムスケールはフレアのエネルギーで決まる。よって、電波放射を伴うマグネターに対する SKA などによる詳細な電波観測から、X 線帯域では検出が難しい小さなフレアの発生頻度が制限できる可能性がある。このように、電波パルス観測との組み合わせからマグネターフレア現象の理解が進展すると期待できる。

9.3.6 FRB の起源天体モデルとバリオン探査

起源天体モデル FRB の発見から 10 年以上が経過し、報告されたバースト検出数も 100 近くに達しているが、FRB の起源は未だ謎に包まれている。これは主に、電波望遠鏡の位置決定精度が悪く、母銀河観測が容易ではないからである。ほとんどの FRB が同じ方向から 1 回しか観測されていない一方で、複数回リピーターする FRB (現在までに 10 件程度) の存在が知られている (Spitler et al., 2016)。最初に発見されたりピーターである FRB 121102 に関しては、反復性がバーストの位置決定精度を大幅に向上させ、狭視野・高感度の電波干渉計である Karl G. Jansky Very Large Array (VLA) による直接検出が可能となった (Chatterjee et al., 2017)。さらに、FRB 121102 の方向が天球面上で $\lesssim 0.1''$ の精度で決定したことにより、母銀河が赤方偏移 $z = 0.193$ に位置する星形成矮小銀河であることが明らかとなり (Tendulkar et al., 2017; Kokubo et al., 2017)、発見当初から示唆されていた FRB の宇宙論的距離を裏付ける結果となった。興味深いことに、FRB 121102 の到来方向から、非常に明るい ($\sim 10^{39}$ ergs $^{-1}$) コンパクトで (< 0.7 pc) 非熱的な準定常電波源が発見されたことで、理論研究が大きく進展し、起源天体が非常に若い中性子星である可能性が有望視されている。

中でも最も注目を集めているのが、Superluminous Supernovae (SLSNe) と呼ばれる特殊な重力崩壊型超新星爆発に関連したモデルである (Kashiyama, & Murase, 2017; Metzger et al., 2017)。これ

らのモデルによれば、SLSNeによって生み出された中性子星の活動がFRBを駆動し、爆発放出物(イジェクタ)とパルサー風との衝突により生成された、パルサー星雲からのシンクロトロン放射が定常電波源として観測される(Murase et al., 2016; Omand et al., 2018)。FRB 121102の観測を説明可能な中性子星の年齢は典型的に10–100歳程度と考えられており、これは人類が未だ目にしたことのないほど若い特殊な中性子星を意味する。また、SLSNeは矮小銀河で見つかりやすい傾向があり、これもFRB 121102母銀河の特徴と一致する。FRB-SLSNeモデルを元に、現在知られている年齢の若い($\gtrsim 5$ yr) SLSNeのサンプルから、FRBと星雲由来の定常電波放射を探索する試みもあり、FRBの検出には至っていないが、定常電波放射の検出(1例のみ; PTF10hgi)/非検出はモデルと無矛盾であることが分かっている(Law et al., 2019)。

コンパクト連星に関連する起源天体モデルとしては、重力波天体としても注目されている連星中性子星の合体に同期して増幅されるパルサー型の放射(Totani, 2013)がある。合体時に放出されるイジェクタがFRBの伝搬を妨げないことが連星中性子星合体シミュレーションにより確かめられている一方(Yamasaki et al., 2018)、一回性のイベントである連星合体がリピーターの存在を説明できないのは明白である。そこで、Yamasaki et al. (2018)は、FRBを統一的に説明可能な次のような二種族モデルを提案した。リピーターしないFRBは、連星中性子星合体時に増幅される回転エネルギーを源とした、パルサー型の明るい電波放射として説明可能である。一方で、連星中性子星合体の一部はミリ秒周期で高速回転する安定な大質量中性子星を残す可能性があり、この中性子星の活動がリピーターする比較的暗いFRBの起源になり得る。このモデルの場合、SLSNeに比べてイジェクタ質量が2–3桁小さく、イジェクタ速度は1桁大きいため、FRBが見えてくるタイムスケールは合体から1–10年と短くなる。連星中性子星合体は星形成銀河で起きる可能性もあるが、主に楕円銀河のような年老いた銀河を好むため、将来的に楕円銀河からリピーターFRBが発見されれば、本モデルの強い間接証拠となる。

他のコンパクト連星合体に関連する起源天体モデルとして、白色矮星連星合体時に形成される、強磁場で高速回転する大質量白色矮星からのFRB生成や(Kashiyama et al., 2013)、この大質量白色矮星が降着円盤を形成し、降着誘発崩壊(accretion-induced collapse)により大質量中性子星へと転じることでFRBや電波変動天体(Moriya, 2016; Margalit et al., 2019)を生成するモデルも提案されている。

FRB 121102以外のFRBについての母銀河同定も着実に進んでおり(3例、いずれもリピーターは確認されていない)、FRBの一部は星形成をほとんど行っていない大質量銀河で発生していることが報告された(Bannister et al., 2019; Ravi et al., 2019)。特に、FRB 180924の場合には、ミリ秒以下のFRB位置決定に成功し、母銀河($z = 0.32$)の外縁付近でFRBが発生したことも判明している。これらの結果は、軌道運動速度が大きく、古い星種族である連星合体に関連したモデルをサポートする可能性がある(Yamasaki et al., 2018; Margalit et al., 2019)。一方で、FRB 181112は中質量の星形成銀河($z = 0.48$)で発生したことが報告されており(Prochaska et al., 2019b)、FRB母銀河には多様性があることを示唆している。今後はこのような高い分解能を活かした母銀河の同定がFRB研究の鍵になるだろう。

FRB 180924やFRB 181112の母銀河同定はCSIROのオーストラリアSKA試験機であるAustralian SKA Pathfinder (ASKAP)による成果である(Bannister et al., 2019; Prochaska et al., 2019b)。ASKAPの高い角度分解能($\lesssim 0.1''$)は、母銀河の同定だけでなく、母銀河内でのFRB発生位置(銀河中心、星形成領域、ハロー)の解像を可能にしており、起源天体を制限する上で重要な示唆を与えている。したがって、スケールアップ版としてのSKAには十分な科学成果が見込まれる。一方、FRB統計面では、カナダのSKA試験機であるCHIMEが目覚ましい成果をあげている。特

に、 ~ 250 平方度という超広視野を活かし、すでに 10 件程度のリピーター検出に成功している (CHIME/FRB Collaboration et al., 2019)。しかしながら、CHIME の角度分解能は数分角程度と低い
ため、リピーターの母銀河同定には至っていない。その点 SKA は高分解能・高感度であるから、
リピーターの母銀河同定を可能にし、FRB の種族解明に大きく貢献するだろう。さらに、リピー
ターの対応天体として、非常に暗い定常電波源の検出も期待される。

FRB によるバリオン探査 Dispersion Measure (DM) は FRB の最も重要な観測量の一つであり、
ソースから観測者までの視線上に存在する自由電子の柱密度として定義される。銀河系外に起源を
持つ FRB の DM は、パルスが通過してきた複数の環境を反映し、大まかに以下のように書ける。

$$DM_{\text{FRB}} = DM_{\text{ISM}} + DM_{\text{halo}} + DM_{\text{IGM}} + DM_{\text{host}}. \quad (9.4)$$

ここで DM_{ISM} は天の河銀河ディスクに沿って分布する低温の星間物質 (ISM; $T \lesssim 10^4$ K)、 DM_{halo}
は銀河外縁まで広がって分布する高温ガスハロー ($T \sim 10^6\text{--}10^7$ K)、 DM_{IGM} は銀河間物質 (IGM)、
 DM_{host} は母銀河内物質の寄与をそれぞれ表す。FRB の DM は視線上の物質分布に直接的な制限
を与える意味で非常に有用なツールであるが、一方で、各 DM 要素に関するモデルの不定性も大
きく、これらを正確に分離することは難しい。以下では、遠方・近傍の FRB を用いることで、物
質分布と FRB の起源にどのような制限が与えられるかを簡単に議論する。

FRB の宇宙論的距離の推定における鍵となるのが $DM_{\text{IGM}}\text{--}z$ 関係である (Ioka, 2003; Inoue,
2004)。

$$DM_{\text{IGM}}(z) = \frac{3cH_0\Omega_b f_{\text{IGM}}}{8\pi Gm_p} \int_0^z \frac{f_e(z')(1+z')dz'}{\sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_\Lambda}}. \quad (9.5)$$

ここで $f_e = 1/\mu_e$ は電離因子、 f_b はバリオン密度パラメータ、 f_{IGM} は IGM 中のバリオンの割合を表
す。現在の宇宙バリオン探査によれば、 $f_{\text{IGM}} \in [0.6, 0.9]$ 程度の大きな不定性を持つことが知られて
いる (Shull et al., 2012; Fukugita, & Peebles, 2004)。DM の比較的大きい $DM_{\text{FRB}} \sim \mathcal{O}(1000 \text{ pc cm}^{-3})$
FRB の場合は、 DM_{IGM} が他の寄与を凌駕すると予想される。したがって、SKA の深いサーベイ
により、DM の大きい FRB サンプルを増やすことで、 f_{IGM} への強い制限が得られ、やがては IGM
分布の視線方向依存性や IGM 密度揺らぎに関する議論を可能にするだろう。

一方で、DM の比較的小さい $DM_{\text{FRB}} \sim \mathcal{O}(100 \text{ pc cm}^{-3})$ 近傍の FRB の場合、IGM による DM
寄与は、銀河内物質による DM 寄与と同等かそれ以下になり得るため、これによって銀河内物質
の分布を制限できる可能性がある。天の川銀河内物質による DM の推定には、銀河のディスク構
造に沿って分布するパルサーの DM に基づいたモデル (Cordes, & Lazio, 2002; Yao et al., 2017) が
広く用いられてきた。しかし実際には、低温ガスの寄与に加えて、銀河を取り巻くハロー状の高温
ガス ($T = 10^6\text{--}10^7$ K) からの DM への寄与 (DM_{halo}) も正しく考慮する必要がある (Prochaska, &
Zheng, 2019a)。最近の銀河系内拡散 X 線観測に基づいた銀河内高温ガスハロー分布の理論モデル
は、全天平均で $DM_{\text{halo}} = 43 \text{ pc cm}^{-3}$ となる一方、方向によって $DM_{\text{halo}} = 30\text{--}245 \text{ pc cm}^{-3}$ のよ
うに値が大きく異なる、方向依存性を持つことが予想されている (Yamasaki, & Totani, 2019)。こ
のハロー DM の大きな方向依存性は、SKA の広視野サーベイによって増えるであろう、比較的
近傍の FRB ($DM \lesssim 100 \text{ pc cm}^{-3}$) のサンプルを用いることにより、近い将来統計的に検証できると期
待される。

9.3.7 FRB の偏波で探る宇宙磁場

銀河間磁場の計測は SKA 時代のキーサイエンスの一つである（詳しくは 6 章の宇宙磁場を参照）。ここではその銀河間磁場の強度を直線偏波した FRB で検出することを考えてみる。

表 9.3: 直線偏波した FRB のリスト

ID	Facility	P (%)	RM (rad m ⁻²)	Reference
110523	Parkes	44±3	-186.1±1.4	Masui et al. 2015
150807	Parkes	80±1	12.0±7	Ravi et al. 2016
150215	Parkes	43±5	1.6±10	Petroff et al. 2017
150418	Parkes	9±2	36±52	Keane et al. 2016
151230	Parkes	35±13	0	Caleb et al. 2018
160102	Parkes	84±15	-221±6	Caleb et al. 2018
121102	Arecibo/GBT	~ 100	1 × 10 ⁵	Michilli et al. 2018
180924	ASKAP	80	14±1	Bannistar et al. 2019
181226	CHIME	~ 100	-114.6±0.6	CHIME/FRB Collaboration 2019

表 9.3 は現在までに検出されている直線偏波した FRB をまとめる。執筆時点で 100 近い FRB が検出される中でおよそ 1 割の FRB に直線偏波が見られている。また円偏波の報告も複数ある（例えば、Petroff et al., 2015）。FRB に直線偏波が含まれるなら、分散量度 (DM) に加えてファラデー回転量度 (RM) も計測できる可能性がある。パルサーなど銀河系内での研究では、密度重みつき視線平均磁場強度 $\langle B_{\parallel} \rangle$ を DM と RM の定義から

$$\langle B_{\parallel} \rangle = \frac{RM}{DM} \quad (9.6)$$

という式で簡単に推定することができた。FRB が系外起源であるならば、この密度重みつき視線平均磁場強度 $\langle B_{\parallel} \rangle$ には銀河間磁場の情報を含むはずである。しかし、宇宙論的距離から飛来するとされる FRB ではこの式による銀河間磁場の推定は粗い近似である。Akahori et al. (2016) によれば、正しくは

$$\langle B_{\parallel} \rangle = \frac{f}{1+z} \frac{RM}{DM} \quad (9.7)$$

である。ここで z は赤方偏移である。宇宙論的距離の積分において、DM は、近傍では銀河フィラメントの寄与が卓越し、 $z \sim 1$ を超えるような積分をするとボイドの寄与が上回る。一方で RM は、もし銀河団が視線上に一つでもあればそれが完全に支配的となり、なければほぼ全て銀河フィラメントの寄与で占められる。 f はこの寄与の割合を補正して銀河フィラメントの磁場強度を推定するための評価係数で、概ね 0.5 の値を取り、宇宙論モデルで決まる。

電波銀河など系外偏波源を使って RM を測る場合は DM は測れないため、このように単一観測から磁場強度まで推定できるのは画期的なことである。事実、特に RM が小さかった場合に、大規模構造の平均磁場強度の上限値に強い制限が得られている。例えば Ravi et al. (2016) では 21 nG 以下という上限が得られ、また Bannister et al. (2019) では 30 nG の上限が得られた。今の所、この 2 例だけであるが、今後、膨大な数の直線偏波した FRB が検出されれば、より精度良く大規模構造の平均磁場強度を推定できるようになるだろう。特に、一つの視線だけでは系内と系外の寄与を切り分けるのは難しいかもしれないが、沢山の観測で統計を高めることで、銀経・銀緯に依存しないが赤方偏移に依存するような「超過成分」として銀河間磁場の寄与が議論できるかもしれない。



図 9.8: 那須電波観測所。口径 20 m の電波望遠鏡 8 基、30 m の電波望遠鏡 1 基をもつ。

SKA のサーベイ能力は、そのような統計的な議論をはじめて可能にするだろう。具体的で確実な調査の方法論を理論的に検討していくことも不可欠であるが、日本は銀河間磁場の調査で世界をリードしているので (Akahori et al., 2014a,b; Akahori, 2018; Akahori et al., 2018)、日本の SKA サイエンスの特色の一つとできるだろう。FRB が銀河間磁場を探る新しい方法となるかもしれない。

9.3.8 重力波-電波マルチメッセンジャー観測

近年、オーストラリアの Parkes 電波望遠鏡により FRB と呼ばれる継続時間数 ms の突発的な電波天体が相次いで観測され (第 9.1.6 節)、日本でも 図 9.8 の那須電波観測所によって、数分から数日といった FRB より長いタイムスケールの突発天体 (WJN 電波トランジェント; 第 9.3.9 節) が観測されている。こういった電波帯域における突発天体は未だ対応天体が発見されておらず、その起源の解明はこれからの電波天文学にとって重要なテーマの一つである。

こうした突発天体は、そのエネルギーとタイムスケールから、重力波を伴うような天体爆発現象である可能性が示唆されている。FRB のモデルとしては、重力波天体として最有力候補の一つである中性子連星合体時に起きるシンクロトロン放射 (Totani, 2013) があり、また WJN イベントのモデルとしては、中性子星連星合体後に起きる電波アフターグローモデルが考えられる (Nakar & Piran, 2011)。さらに連星合体の際は、第 9.1.3 節で述べたように short GRB も付随することが予想される。そこで重力波と電波を中心とした、「マルチメッセンジャー観測」と呼ばれる多粒子・多波長による連携観測により、天体現象の多角的理解を目指す観測体制の構築が重要になる (Hayama et al., 2012)。

FRB の本来のイベントレートはおよそ $2 \times 10^3 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ と見積もられている (Petroff et al., 2019)。このイベントレートは現在見積もられている連星中性子星合体のイベントレート $R_{\text{BNS}} = 1540^{+3200}_{-1220} \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ (Abbott et al., 2017b) の誤差範囲内にある。もし FRB の起源が重力波天体であり、かつすべて検出できるならば、間も無く年間数十程度の重力波-FRB 同時観測が行われ、統計的な議論もできるようになると考えられる。こうした突発天体を捉えるためには広い視野で長

期間観測して天球上を走査することが最も有効になる。このような研究には SKA1-Low の広い視野 ($\sim 20 \text{ deg}^2$) が非常に強力なツールとなる。また、SKA1-MID を用いた Generic Survey プログラムも検討されており、その中には5年程度で8000時間を費やし全天の4分の3を走査する大規模な計画も存在する。SKA1-MID のこれまでに無い圧倒的な感度でこれだけの大規模なサーベイが実現すれば、重力波を含めたマルチメッセンジャー観測体制に非常に大きなインパクトを与えることになるはずである。

9.3.9 未知の突発天体の探査

従来の探査結果

他の波長域で対応天体が見つからないような、未知の突発天体の探査が何度か行われてきている。例えば Levinson et al. (2002) は orphan GRB afterglow をカタログ比較によって探査し、9つの候補天体を発見した。その後、追観測やデータの再解析によって8つが偽陽性検出であることが判明し、1つについては電波のみを放射している II 型超新星とわかり VLA 121550.2+130654 と命名された (Gal-Yam et al., 2006; Ofek et al., 2010)。

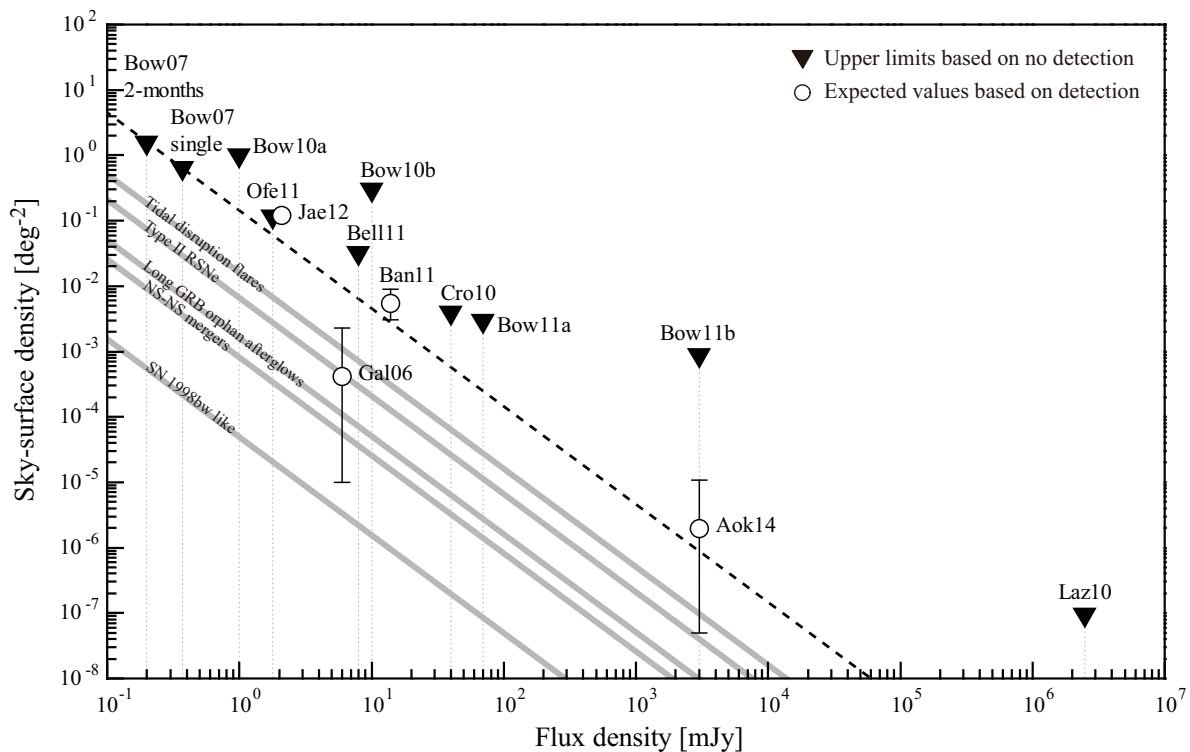


図 9.9: 未知の突発天体に対する、天球面上の個数密度 $\Sigma(> S)$ とフラックス密度 S の関係 (Aoki et al., 2014)。ただし観測周波数は考慮していない。三角形のプロットは突発天体が発見されなかった探査結果を示し、円形のプロットはいくつかの発見があった探査結果を示す。灰色の太線は Frail et al. (2012) によって推定された、既知天体の個数密度を表している。

それ以降、未知の突発天体探査が活発化し、それらの探査結果を図示したものが図 9.9 である。

図中の各プロットは脚注に示す文献に基づいている²²。図 9.9 の横軸は観測感度、つまり最小検出フラックス密度 S を表し、縦軸は天球上の単位面積を観測したときに、フラックス密度が S を超える未知天体を発見できる個数、つまり天球面上の個数密度 $\Sigma(> S)$ を表す。この天球面上の個数密度 (sky-surface density) はスナップショットレート (snapshot rate) とも呼ばれ、イメージング観測の結果として導くことができる発見確率の指標であり、この量をイベントレートに換算することができる。

これらの探査によって、いくつかの候補天体が発見されてきているが、その起源のみならず発見の真偽についても確証は得られていない。この検証のためには、従来の観測装置の性能では多くの観測時間が必要となり現実的ではなく、SKA による広視野・高感度な探査観測が必要となる。そこで、これらの検証のために SKA に必要な性能を、早稲田大学の那須電波観測所による探査結果を例にして提案する。

従来の探査結果の検証

検証の方法 図 9.9 の Aok14 というプロットは、那須電波観測所 (図 9.8) で行った突発天体の探査結果を示している。その探査では、図 9.10 に示すような 1 日程度の継続時間をもつ起源不明の突発天体を発見し、WJN J1443+3439 と命名した (Niinuma et al., 2007)。この発見から、周波数 1.42

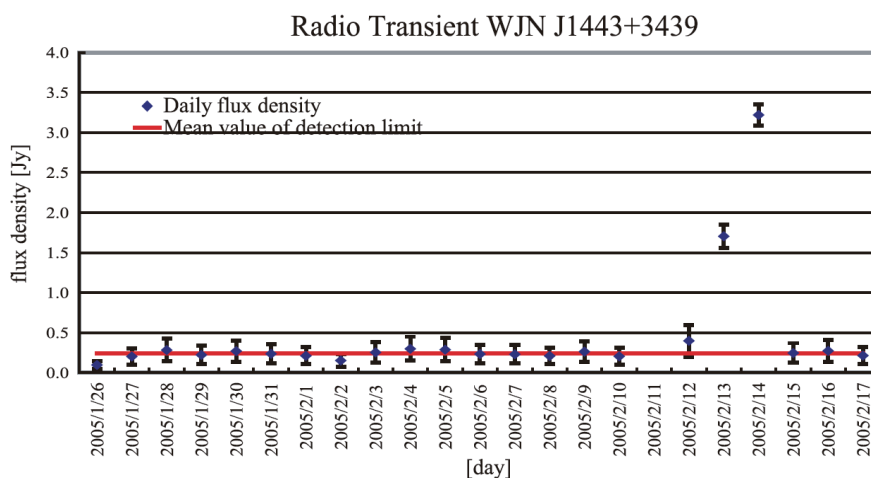


図 9.10: 那須電波観測所のサーベイで発見された突発天体の光度曲線。2 日にわたり数 Jy レベルの明るさで輝き、その後 1 日以内で検出感度以下にまで減光した。

GHz においてフラックス密度 3000 mJy 以上を持つ未知の突発天体の個数密度は、 $\Sigma_{1.42 \text{ GHz}}^{>3000 \text{ mJy}} = 2_{-1.9}^{+9} \times 10^{-6} \text{ deg}^{-2}$ と見積もられる²³。したがって任意のフラックス密度 S における個数密度は

$$\Sigma_{1.42 \text{ GHz}}^{>S} = 0.3 \text{ deg}^{-2} \times (S/\text{mJy})^{-3/2} \quad (9.8)$$

²²図 9.9 の各プロットは次の文献をもとにしている: Bower et al. 2007 (Bow07 2-month/single), Bower et al. 2010 (Bow10a/b), Ofek et al. 2011 (Ofe11), Jaeger et al. 2012 (Jae12), Gal-Yam et al. 2006 (Gal06), Bannister et al. 2011 (Ban11), Croft et al. 2010 (Cro10), Bower & Saul 2011 (Bow11a/b), Aoki et al. 2014 (Aok14), Lazio et al. 2010 (Laz10)。いくつかのプロットは Bell et al. (2011), Frail et al. (2012) にまとめられている。

²³Ofek et al. (2010) の定義に従えばイベントレート \mathfrak{R} は個数密度 Σ と光度変動の継続時間 W を用いて $\mathfrak{R} = \Sigma/W$ で与えられ、那須電波観測所で発見された WJN イベントに対しては $\mathfrak{R}_{1.42 \text{ GHz}}^{>3000 \text{ mJy}} = 7_{-7}^{+33} \times 10^{-4} (\text{W/day})^{-1} \text{ deg}^{-2} \text{ year}^{-1} = 30_{-28}^{+136} (\text{W/day})^{-1} \text{ sky}^{-1} \text{ year}^{-1}$ を得る。単位 sky は全天 $4\pi \text{ sr}$ として定義した。

で推定できる。この観測結果の正当性は、広い面積を高い感度で探査することによって検証が可能である。式 (9.8) という結果を検証するために必要な、探査観測の感度 S と掃天面積 Ω の関係は、統計的な議論によって²⁴

$$\Omega/\text{deg}^2 > 10 \times (S/\text{mJy})^{3/2} \quad (9.9)$$

で与えられる (Aoki et al., 2014)。この関係を満たす観測を行えば 95% の確率で同様の突発天体を検出できるはずであり、もし検出できなければ式 (9.8) という観測結果は棄却されることになる。このようにして那須電波観測所による探査結果のみならず、図 9.9 に示す従来の結果の多くを検証することができる。

検証のための SKA への要求 SKA Phase 1 を用いて式 (9.9) を満たす観測を行えば、従来の探査結果を検証することができる。GHz 帯域で行われてきた従来の探査を検証するという観点からは、必要になるのは SKA1-MID である。そこで主に SKA1-MID アンテナの基本デザインをもとに、検証に必要な system equivalent flux density (SEFD) を考える。

検討する上で SKA1-MID における Band 2 (周波数 0.95–1.76 GHz、視野 $\sim 0.5 \text{ deg}^2$) かつ、帯域幅 500 MHz 程度を想定するのが妥当と思われる。これらの条件のもと最小検出フラックスを $S_{\min} = \text{SEFD}_{\text{array}}/(\eta_s \sqrt{\Delta\nu \tau})$ とし検出閾値を $S = 7S_{\min}$ とすると、式 (9.9) を満たすような SEFD は

$$\text{SEFD}_{\text{array}} < 23 \text{ Jy} \times \left(\frac{\Omega}{0.5 \text{ deg}^2} \right)^{2/3} \cdot \frac{\eta_s}{0.9} \cdot \sqrt{\frac{\Delta\nu}{500 \text{ MHz}} \cdot \frac{\tau}{1 \text{ hour}}} \quad (9.10)$$

となる。ここで η_s はシステム効率、 $\Delta\nu$ は観測帯域幅、 τ は積分時間を表す。SKA の基本的な性能はおおよそ固まっているため、例えば建設すべきアンテナの台数に着目すると、現状の単一鏡のデザイン (SKA1 LEVEL0 SCIENCE REQUIREMENTS における 1.4 GHz 付近の要求感度) $\text{SEFD}_{\text{dish}} \sim 300 \text{ Jy}$ が実現するとすれば、上記の検証観測をするには感度のみの観点からは 13 台程度で事足りる²⁵。ただしもちろんこの見積もりは、光度変動のタイムスケールが 1 時間以上の突発天体に対するものである。

WJN J1443+3439 の継続時間は 4 分以上 3 日以内としか制限されておらず、また GCRT J1745-3009 のように数分スケールの電波変動を起こす天体を観測しようとする (第 9.1.8 節)、上記の見積もりではその観測は実現できない。さらに実際の観測ではより狭帯域に制限されることもありうるため、そのような状況を想定し、帯域幅 300 MHz を積分時間 1 min で観測することを考えると $\text{SEFD}_{\text{array}} = 2.3 \text{ Jy}$ が必要になり、その場合 SKA1-MID で建設される予定のアンテナ全てを用いる必要がある。積分時間が 1 min という観測では $u-v$ 平面の埋まりが悪いが、図 9.1 の中央付近の空白領域を埋めることにつながり、未知の突発天体の探査には重要な時間分解能である。

未知の探査

未知の天体の例としては、第 9.1 節や図 9.9 にも示した潮汐崩壊現象や orphan GRB afterglow などがあり、前者は Swift J1644+57 という観測例があるが詳細はわかっておらず、後者は観測例もない。これらを能動的に探査することが SKA には求められ、実際に発見するために必要な性能を

²⁴突発現象の生起個数はポアソン過程であるから事象の生起間隔 Ω は指数分布となり、突発天体を発見できる確率は $P(\Omega) = 1 - e^{-\Omega}$ で与えられる。このとき 95% 以上の確率で少なくとも一つの天体を発見するために必要な掃天面積 Ω は $P(\Omega) \leq 95\%$ で与えられる。

²⁵ $\text{SEFD}_{\text{array}} \simeq \text{SEFD}_{\text{dish}}/m$, m = アンテナの台数。

SKA に持たせなければならない。そこでここでは、SKA1-SUR による探査と発見のための要求性能を考える。

Frail et al. (2012) の見積もりによれば図 9.9 の斜線に示したように、可視光放射がない II 型電波超新星 (Gal-Yam et al., 2006) の個数密度は $\Sigma^{>S} = 6.6 \times 10^{-3} \text{ deg}^{-2} \times (S/\text{mJy})^{-3/2}$ である。このレートをもとにして、電波帯域における突発天体を 95% 以上の確率で発見するためには、

$$\left(\frac{\text{SEFD}_{\text{array}}}{2.3 \text{ Jy}} \right)^{-2} \left(\frac{\Omega}{0.5 \text{ deg}^2} \right)^{4/3} \left(\frac{\eta_s}{0.9} \right)^2 \cdot \frac{\Delta\nu}{500 \text{ MHz}} \cdot \frac{\tau}{6 \text{ hour}} > 0.26 \quad (9.11)$$

という関係を満たすような観測設定をする必要がある²⁶。したがって、例えば 1.5 時間程度の観測をすれば、従来数々の電波望遠鏡を駆使してようやく発見した、可視光対応天体のない II 型超新星を 95% の確率で発見できるということである。

一方で、Ic 型極超新星 SN 1998bw (GRB 980425) と同様の突発天体を探査しようとする、個数密度が $\Sigma^{>S} = 4.9 \times 10^{-5} \text{ deg}^{-2} \times (S/\text{mJy})^{-3/2}$ でありイベントレートが低すぎるため、電波帯域だけで探査しようとする 1000 時間を超える観測時間が必要となる。これを実現するには、数か月間に渡って受信機性能を安定化させるだけでなく、非常に高い精度でデータを校正するシステムが必要になるだろう。

まとめ

従来さまざまな電波望遠鏡を用いて、未知の突発天体が探査されてきているが、視野の広さと感度の高さが両立した観測は難しく、効果的な探査は行われてこなかった。SKA1-LOW の広い視野、そして SKA1-MID の高い感度と高い空間分解能は、それぞれ突発天体研究にとって強力なツールとなるだろう。理論的に予測されているが実観測例のない orphan GRB afterglow や Ia 型超新星の研究を推進していくためには現状のデザインを実現することが重要である。そして実際の観測を実現していく中で、まだ観測例のない突発天体の発見も大いに期待できるはずである。

9.3.10 突発天体研究のための SKA への要求

SKA は既にデザインがおおよそ決まっており、その装置性能や運用体制に対して修正を要求することは難しい。そのことを踏まえて本節では、現状のデザインでどの程度のサイエンスを進められるか、あるいは最低限必要な性能は何かという点について主に言及してきた。ここではそれらについて再度簡単にまとめる。

アンテナの選択

突発天体研究の進め方は二通りあり、(1) 他波長で発見された突発天体を追観測するという方法と、(2) 新たな突発天体を求めて主体的に探査するという方法がある。どちらの方法も重要であり、(1) では従来の望遠鏡ではなしえない感度によって、起源天体の物理の解明をめざし、(2) では、理論予測はされていてもまだ観測されていないような天体を発見し、さらには人類がまだ予想すらしていないような未知の発見を生む可能性が高い。そして強いて言うならば、(1) は主に SKA1-MID によって実施され、(2) は SKA1-LOW は装置の特色上 (1) と (2) 両方に注力できる。

²⁶SEFD_{dish} = 300 Jy の SKA1-MID アンテナ 133 台で干渉計を構成すると、SEFD_{array} = 2.3 Jy を得る。

現状の突発天体研究においては、起源がわかっていないものなどは300 MHzなどの低周波帯 (e.g., GCRT)、あるいは1 GHz帯に多く見つかっている (e.g., FRB)。一方で超新星などの場合5 GHz帯での観測がよく行われており、SKA1-LOW/MIDの両方が突発天体研究にとっては重要な装置である。

装置要求

以上のことを踏まえて、以下で各観測パラメータについて簡単にまとめる。

周波数範囲 従来発見されてきた突発天体は数十 MHz という低周波から GHz 帯まで幅広く発見されてきており、特別な周波数というものはない。ただし FRB やパルサー観測では主に 1.4 GHz 帯で強度が強いため観測しやすく、またその周波数帯は中性水素輝線の観測で重要であるから、L バンドを観測できる受信機の実装を最優先すべきである。Nakar & Piran (2011) によれば、中性子星連星合体で重力波とともに 1.4 GHz でピークをもつ電波が放射されるので、L バンド受信機の実装は重力波天文学においても重要である。また超新星や GRB の観測ではより高周波帯を観測する必要があり、C バンドなどの実装も急ぐべきである。

感度 感度は高ければ高いだけ良い。例えば超新星の検出数と感度との関係は第 9.2 節の原論文に書かれており、また未知の突発天体の探査に必要な感度は、例えば式 (9.11) を満たす範囲で、コストに見合う性能を追求すればよい。

時間分解能 突発天体探査においては、時間分解能の多様性が極めて重要な要素である。これまで発見されてきた突発天体は、Crab nanoshots のようなナノ秒スケールの変動や、FRB や普通のパルサーのようなミリ秒程度の変動、また GCRT イベントのような数分スケールの変動から WJN イベントのような数時間、数日程度の変動、さらに GRB 残光のような数か月、数年という変動など、あらゆる時間領域に渡っている。したがって、それらを網羅できるような時間分解観測が必要である。このうち、パルス観測はコンピュータによる計算コストは高いが、観測自体は容易であり、また数日以上続くような長時間変動の場合も、通常の干渉計観測を行えばよく容易といえる。おそらく観測自体がやや難しい(面倒な)のは変動のタイムスケールが数分程度の現象であり、感度と空間分解能をいかに維持して数分スケールの変動を追うかが課題になるだろう。

偏波 偏波情報は、突発現象の放射機構解明などに必須であり、その受信系は必ず実装すべきである。また第 9.3.7 節に記したように、FRB を用いて銀河間磁場を解明できる可能性もある。

まとめ

SKA デザインは基本的には決められており、またその既存デザインで、日本コミュニティの期待する成果は十分にらせると見積もっている。未知天体の探査については、その最低限の要求は式 (9.11) で与えており、その要求を満たせば多くの超新星などが発見され、それらの研究において大きなブレイクスルーとなる。

参考文献

- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017, *ApJ*, 848, L12
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017, *Phys. Rev. Lett.*, 119, 161101
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2016, *Phys. Rev. Lett.*, 116, 061102
- Ackermann, M., et al. 2013, *Science*, 339, 807
- Akahori, T., Ideguchi, S., Aoki, T., et al. 2018, *PASJ*, 70, 115
- Akahori, T. 2018, *Galaxies*, 6, 118
- Akahori, T., Gaensler, B. M., & Ryu, D. 2014a, *ApJ*, 790, 123
- Akahori, T., Kumazaki, K., Takahashi, K., & Ryu, D. 2014b, *PASJ*, 66, 65
- Anderson, G. E., et al. 2014, *MNRAS*, 440, 2059
- Aoki, T., et al. 2014, *ApJ*, 781, 10
- Archibald, R. F., Burgay, M., Lyutikov, M., et al. 2017, *ApJ*, 849, L20
- Bamba, A., Yamazaki, R., Yoshida, T., et al. 2005, *ApJ*, 621, 793
- Bamba, A., Yamazaki, R., Ueno, M., et al. 2003, *ApJ*, 589, 827
- Bannister, K. W., Deller, A. T., Phillips, C., et al. 2019, *Science*, 365, 565
- Bannister, K. W., Murphy, T., Gaensler, B. M., Hunstead, R. W., & Chatterjee, S. 2011, *MNRAS*, 412, 634
- Bell, M. E., et al. 2011, *MNRAS*, 415, 2
- Bell, A. R. 2004, *MNRAS*, 353, 550
- Bera, A., & Chengalur, J. N. 2019, *MNRAS*, 490, L12
- Bloom, J. S., et al. 2011, *Science*, 333, 203
- Bower, G. C., & Saul, D. 2011, *ApJ*, 728, L14
- Bower, G. C., Saul, D., Bloom, J. S., Bolatto, A., Filippenko, A. V., Foley, R. J., & Perley, D. 2007, *ApJ*, 666, 346
- Bower, G. C., et al. 2010, *ApJ*, 725, 1792
- Burke-Spolaor, S., Bailes, M., Ekers, R., Macquart, J.-P., & Crawford, III, F. 2011, *ApJ*, 727, 18
- Burlon, D., Ghirlanda, G., van der Horst, A., Murphy, T., Wijers, R., Gaensler, B., Ghisellini, G., & Prandoni, I. 2015, *ArXiv e-prints*
- Bykov, A. M., Chevalier, R. A., Ellison, D. C., & Uvarov, Y. A. 2000, *ApJ*, 538, 203
- Camilo, F., Ransom, S. M., Halpern, J. P., Reynolds, J., Helfand, D. J., Zimmerman, N., & Sarkissian, J. 2006, *Nature*, 442, 892
- Camilo, F., Ransom, S. M., Peñalver, J., et al. 2007, *ApJ*, 669, 561
- Camilo, F., Reynolds, J., Johnston, S., Halpern, J. P., & Ransom, S. M. 2008, *ApJ*, 679, 681
- Camilo, F., Ransom, S. M., Halpern, J. P., et al. 2016, *ApJ*, 820, 110
- Camilo, F., Scholz, P., Serylak, M., et al. 2018, *ApJ*, 856, 180
- Caprioli, D., & Spitkovsky, A. 2014, *ApJ*, 783, 91
- Castelletti, G., Dubner, G., Brogan, C., & Kassim, N. E. 2007, *A&A*, 471, 537
- Chandra, P., Chevalier, R. A., Chugai, N., Fransson, C., Irwin, C. M., Soderberg, A. M., Chakraborti, S., & Immler, S. 2012, *ApJ*, 755, 110
- Chandra, P., & Frail, D. A. 2012, *ApJ*, 746, 156
- Chatterjee, S., Law, C. J., Wharton, R. S., et al. 2017, *Nature*, 541, 58
- Chevalier, R. A. 1998, *ApJ*, 499, 810
- CHIME/FRB Collaboration, Andersen, B. C., Bandura, K., et al. 2019, *ApJ*, 885, L24
- CHIME/FRB Collaboration, Amiri, M., Bandura, K., et al. 2019, *Nature*, 566, 230
- Chomiuk, L., et al. 2012, *ApJ*, 750, 164
- Cordes, J. M., & Chatterjee, S. 2019, *ARA&A*, 57, 417
- Cordes, J. M., & Lazio, T. J. W. 2002, *arXiv e-prints*, astro-ph/0207156
- Croft, S., et al. 2010, *ApJ*, 719, 45
- Diehl, R., et al. 2006, *Nature*, 439, 45
- Duncan, R. C., & Thompson, C. 1992, *ApJ*, 392, L9
- Ellison, D. C., Baring, M. G., & Jones, F. C. 1996, *ApJ*, 473, 1029
- Enoto, T., et al. 2010, *ApJ*, 715, 665
- Fender, R. P., Anderson, G. E., Osten, R., Staley, T., Rumsey, C., Grainge, K., & Saunders, R. D. E. 2015, *MNRAS*, 446, L66
- Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Ofek, E. O., Bower, G. C., & Nakar, E. 2012, *ApJ*, 747, 70
- Frail, D. A., et al. 2001, *ApJ*, 562, L55
- Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Nicastro, L., Feroci, M., & Taylor, G. B. 1997, *Nature*, 389, 261
- Fujisawa, K., & Kisaka, S. 2014, *MNRAS*, 445, 2777
- Fukugita, M., & Peebles, P. J. E. 2004, *ApJ*, 616, 643
- Fukui, Y., et al. 2012, *ApJ*, 746, 82
- Gal-Yam, A., et al. 2006, *ApJ*, 639, 331
- Galama, T. J., et al. 1998, *Nature*, 395, 670
- Gotthelf, E. V., Halpern, J. P., Alford, J. A. J., et al. 2019,

- ApJ, 874, L25
- Green, D. A. 2019, *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 40, 36
- Green, D. A. 2014, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 42, 47
- Hallinan, G., Corsi, A., Mooley, K. P., et al. 2017, *Science*, 358, 1579
- Hankins, T. H., & Eilek, J. A. 2007, *ApJ*, 670, 693
- Hankins, T. H., Kern, J. S., Weatherall, J. C., & Eilek, J. A. 2003, *Nature*, 422, 141
- Harding, A. K., & Lai, D. 2006, *Reports on Progress in Physics*, 69, 2631
- Hayama, K., Niinuma, K., & Oyama, T. 2012, in *IAU Symposium*, Vol. 285, *IAU Symposium*, ed. E. Griffin, R. Hanisch, & R. Seaman, 331–333
- Hillebrandt, W., Kromer, M., Röpke, F. K., & Ruiter, A. J. 2013, *Frontiers of Physics*, 8, 116
- Hyman, S. D., Lazio, T. J. W., Kassim, N. E., Ray, P. S., Markwardt, C. B., & Yusef-Zadeh, F. 2005, *Nature*, 434, 50
- Ibrahim, A. I., Markwardt, C. B., Swank, J. H., et al. 2004, *ApJ*, 609, L21
- Inoue, S. 2004, *MNRAS*, 348, 999
- Ioka, K. 2003, *ApJ*, 598, L79
- Ito, H., Kino, M., Kawakatu, N., et al. 2015, *ApJ*, 806, 241
- Jaeger, T. R., Hyman, S. D., Kassim, N. E., & Lazio, T. J. W. 2012, *AJ*, 143, 96
- Kashiyama, K., & Murase, K. 2017, *ApJ*, 839, L3
- Kashiyama, K., Ioka, K., & Mészáros, P. 2013, *ApJ*, 776, L39
- Keane, E. F., Kramer, M., Lyne, A. G., Stappers, B. W., & McLaughlin, M. A. 2011, *MNRAS*, 415, 3065
- Kokubo, M., Mitsuda, K., Sugai, H., et al. 2017, *ApJ*, 844, 95
- Kramer, M., Stappers, B. W., Jessner, A., et al. 2007, *MNRAS*, 377, 107
- Kulkarni, S. R., Ofek, E. O., Neill, J. D., Zheng, Z., & Juric, M. 2014, *ApJ*, 797, 70
- Kulkarni, S. R., & Phinney, E. S. 2005, *Nature*, 434, 28
- Kunert-Bajraszewska, M., Gawroński, M. P., Labiano, A., & Siemiginowska, A. 2010, *MNRAS*, 408, 2261
- Law, C. J., Omand, C. M. B., Kashiyama, K., et al. 2019, *ApJ*, 886, 24
- Lazarus, P., Kaspi, V. M., Champion, D. J., Hessels, J. W. T., & Dib, R. 2012, *ApJ*, 744, 97
- Lazio, T. J. W., et al. 2010, *AJ*, 140, 1995
- Lee, S.-H., Ellison, D. C., & Nagataki, S. 2012, *ApJ*, 750, 156
- Levan, A. J., et al. 2011, *Science*, 333, 199
- Levin, L., et al. 2010, *ApJ*, 721, L33
- Levinson, A., Ofek, E. O., Waxman, E., & Gal-Yam, A. 2002, *ApJ*, 576, 923
- Lorimer, D. R., Bailes, M., McLaughlin, M. A., Narkevic, D. J., & Crawford, F. 2007, *Science*, 318, 777
- Lyne, A., Levin, L., Stappers, B., et al. 2018, *The Astronomer's Telegram* 12284, 1
- Maeda, K. 2012, *ApJ*, 758, 81
- . 2013, *ApJ*, 762, L24
- Marcaide, J. M., et al. 1995, *Science*, 270, 1475
- Margalit, B., Berger, E., & Metzger, B. D. 2019, *ApJ*, 886, 110
- Maron, O., Kijak, J., Kramer, M., et al. 2000, *A&AS*, 147, 195
- Mattila, S., et al. 2007, *ApJ*, 659, L9
- McLaughlin, M. A., et al. 2006, *Nature*, 439, 817
- Mereghetti, S. 2008, *A&A Rev.*, 15, 225
- Metzger, B. D., Berger, E., & Margalit, B. 2017, *ApJ*, 841, 14
- Mooley, K. P., Deller, A. T., Gottlieb, O., et al. 2018, *Nature*, 561, 355
- Mooley, K. P., Nakar, E., Hotokezaka, K., et al. 2018, *Nature*, 554, 207
- Mori, K., et al. 2013, *ApJ*, 770, L23
- Moriya, T. J., & Maeda, K. 2014, *ApJ*, 790, L16
- Moriya, T. J. 2016, *ApJ*, 830, L38
- Murase, K., Kashiyama, K., & Mészáros, P. 2016, *MNRAS*, 461, 1498
- Nakar, E. 2007, *Phys. Rep.*, 442, 166
- Nakar, E., & Piran, T. 2011, *Nature*, 478, 82
- Niinuma, K., et al. 2007, *ApJ*, 657, L37
- Ofek, E. O., Breslauer, B., Gal-Yam, A., Frail, D., Kasliwal, M. M., Kulkarni, S. R., & Waxman, E. 2010, *ApJ*, 711, 517
- Ofek, E. O., Frail, D. A., Breslauer, B., Kulkarni, S. R., Chandra, P., Gal-Yam, A., Kasliwal, M. M., & Gehrels, N. 2011, *ApJ*, 740, 65
- Omand, C. M. B., Kashiyama, K., & Murase, K. 2018, *MNRAS*, 474, 573
- Orienti, M., Murgia, M., & Dallacasa, D. 2010, *MNRAS*, 402, 1892
- Paul, J., Wei, J., Basa, S., & Zhang, S.-N. 2011, *Comptes Rendus Physique*, 12, 298
- Pearlman, A. B., Majid, W. A., Prince, T. A., et al. 2018, *ApJ*, 866, 160
- Pérez-Torres, M. A., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
- Petroff, E., Hessels, J. W. T., & Lorimer, D. R. 2019, *A&A Rev.*, 27, 4
- Petroff, E., et al. 2015, *MNRAS*, 447, 246
- Piran, T. 1999, *Phys. Rep.*, 314, 575
- Planck Collaboration, Arnaud, M., Ashdown, M., et al. 2016, *A&A*, 586, A134
- Prochaska, J. X., & Zheng, Y. 2019, *MNRAS*, 485, 648
- Prochaska, J. X., Macquart, J.-P., McQuinn, M., et al. 2019, *Science*, 365, aay0073
- Ravi, V., Shannon, R. M., Bailes, M., et al. 2016, *Science*, 354, 1249
- Ravi, V., Catha, M., D'Addario, L., et al. 2019, *Nature*, 572, 352
- Reynolds, S. 2011, *Astrophysics and Space Science*, 336, 257
- Reynoso, E. M., Hughes, J. P., & Moffett, D. A. 2013, *AJ*

- 145, 104
- Reynoso, E. M., Moffett, D. A., Goss, W. M., Dubner, G. M., Dickel, J. R., Reynolds, S. P., & Giacani, E. B. 1997, *ApJ*, 491, 816
- Rhoads, J. E. 1997, *ApJ*, 487, L1
- Roy, S., Hyman, S. D., Pal, S., Lazio, T. J. W., Ray, P. S., & Kassim, N. E. 2010, *ApJ*, 712, L5
- Rumsfeld, D. H. 2002, Defense.gov Transcript: DoD News Briefing - Secretary Rumsfeld and Gen. Myers (United States Department of Defense), <http://www.defense.gov/transcripts/transcript.aspx?transcriptid=2636>
- Shannon, R. M., Macquart, J.-P., Bannister, K. W., et al. 2018, *Nature*, 562, 386
- Shearer, A., Stappers, B., O'Connor, P., et al. 2003, *Science*, 301, 493
- Shull, J. M., Smith, B. D., & Danforth, C. W. 2012, *ApJ*, 759, 23
- Soares-Santos, M., Holz, D. E., Annis, J., et al. 2017, *ApJ*, 848, L16
- Soderberg, A. M., et al. 2010, *Nature*, 463, 513
- Spitler, L. G., et al. 2014a, *ApJ*, 790, 101
- . 2014b, *ApJ*, 780, L3
- Spitler, L. G., Scholz, P., Hessels, J. W. T., et al. 2016, *Nature*, 531, 202
- Staley, T. D., et al. 2013, *MNRAS*, 428, 3114
- Strader, M. J., Johnson, M. D., Mazin, B. A., et al. 2013, *ApJ*, 779, L12
- Taylor, G. B., Frail, D. A., Berger, E., & Kulkarni, S. R. 2004, *ApJ*, 609, L1
- Tendulkar, S. P., Bassa, C. G., Cordes, J. M., et al. 2017, *ApJ*, 834, L7
- Thompson, C., & Duncan, R. C. 1995, *MNRAS*, 275, 255
- Thornton, D., et al. 2013, *Science*, 341, 53
- Torne, P., Eatough, R. P., Karuppusamy, R., et al. 2015, *MNRAS*, 451, L50
- Torne, P., Desvignes, G., Eatough, R. P., et al. 2017, *MNRAS*, 465, 242
- Totani, T. 2013, *PASJ*, 65, L12
- Turolla, R., Possenti, A., & Treves, A. 2005, *ApJ*, 628, L49
- Viganò, D., Rea, N., Pons, J. A., et al. 2013, *MNRAS*, 434, 123
- Weatherall, J. C. 1998, *ApJ*, 506, 341
- Woosley, S. E., & Bloom, J. S. 2006, *ARA&A*, 44, 507
- Yamasaki, S., & Totani, T. 2019, arXiv e-prints, arXiv:1909.00849
- Yamasaki, S., Kisaka, S., Terasawa, T., et al. 2019, *MNRAS*, 483, 4175
- Yamasaki, S., Totani, T., & Kiuchi, K. 2018, *PASJ*, 70, 39
- Yao, J. M., Manchester, R. N., & Wang, N. 2017, *ApJ*, 835, 29
- Yonetoku, D., et al. 2014, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9144, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 2
- Zhang, B., & Gil, J. 2005, *ApJ*, 631, L143
- Zhu, W. W., & Xu, R. X. 2006, *MNRAS*, 365, L16

著者一覧（○は編集責任者）

青木貴弘	山口大学
赤堀卓也	国立天文台
浅野勝晃	東京大学宇宙線研究所
伊藤裕貴	理化学研究所
EIE Sujin	東京大学
榎戸輝揚	京都大学
木坂将大	東北大学
寺澤敏夫	東京大学宇宙線研究所
長瀧重博	理化学研究所
○新沼浩太郎	山口大学
端山和大	福岡大学
馬場彩	東京大学
前田啓一	京都大学
山崎翔太郎	東京大学
LEE Shiu-Hang	JAXA/理化学研究所

第10章 星惑星形成

10.1 原始惑星系円盤内でのダスト成長、ペブル降着、惑星形成

10.1.1 科学的背景

ダストから惑星へ

原始惑星系円盤内部におけるダストの成長過程と惑星形成の解明は天文学における最重要問題のひとつである。図 10.1 に原始惑星系円盤の概念図を示す。惑星の材料は星間空間に漂う大きさ $1\ \mu\text{m}$ ほどの「ダスト」である。分子ガスの重力収縮に伴い原始星周囲に原始惑星系円盤が形成するとダストはその内部で付着合体を繰り返し成長を始める。ダストが十分小さい時は、ダストはガスとよくカップルしており、1 流体的に振る舞う。ダストが cm サイズ (ペブルと呼ばれる) まで成長すると、ダストとガスのカップリングが弱くなる。するとダストはガスから向かい風を受け中心星に落下し始める (e.g., Weidenschilling, 1977)。これはダストの中心星落下問題として知られており、原始惑星系円盤内で微惑星を形成するための大きな障害として知られている。ただし、近年は付着成長による内部空隙率の増加やストリーミング不安定性によってこの困難を突破することが可能であると考えられている (Okuzumi et al., 2012; Johansen et al., 2007)。ダストの成長時間は概ね 10 万年程度であり原始星の寿命に比べて十分短い。そのため非常に若い段階の原始星でもダストの成長や微惑星形成は十分期待できる。一方で、微惑星から惑星を形成するためには、最小質量円盤の 10 倍の微惑星面密度があったとしても 10AU で 100 万年以上の時間がかかり、より外側ではさらに形成時間は長くなると考えられてきた。しかしながら、近年の ALMA 観測によって非常に若い円盤の数 10AU 領域に惑星が作ったと解釈できるリング構造が見つかっており (ALMA Partnership et al., 2015)、理論的見積もりよりも極めて短い時間スケールで惑星が形成する可能性も示唆されている。

ダスト熱輻射とダストの成長の関係

原始惑星系円盤内でのダストの成長の様子を観測的に明らかにするためにはダストからの熱輻射の多波長観測が有効な手段である。ダスト吸収係数は波長依存性を持ち、その冪指数 β ($\kappa_\nu \propto \nu^\beta$) は観測波長よりもダストの最大サイズが小さい時は $\beta \sim 1.7$ であり、最大サイズが観測波長の数倍程度以上に成長すると $\beta \lesssim 1$ となることが知られている。図 10.2 に様々なダストサイズでの吸収係数を示すが、その冪がダストサイズに依存することが見て取れる。電波での観測では一般にレイリーゾーンズ近似が良いため、放射フラックスのスペクトル指数 α ($F_\nu \propto \kappa_\nu B_\nu(T) \propto \nu^\alpha$) と β の間にはダストが光学的に薄い場合 $\alpha = \beta + 2$ の関係がある。そのため、ダストの熱放射を多波長で観測し α を求めることでダストの成長を観測的に検証することができる。

ただし、注意を要するのは、原始惑星系円盤ではダストが光学的に厚い場合があることである。この場合ダストからの熱輻射は $F_\nu \propto B_\nu(T) \propto \nu^2$ すなわち $\beta = 0$ となり、見かけ上、ダストが成

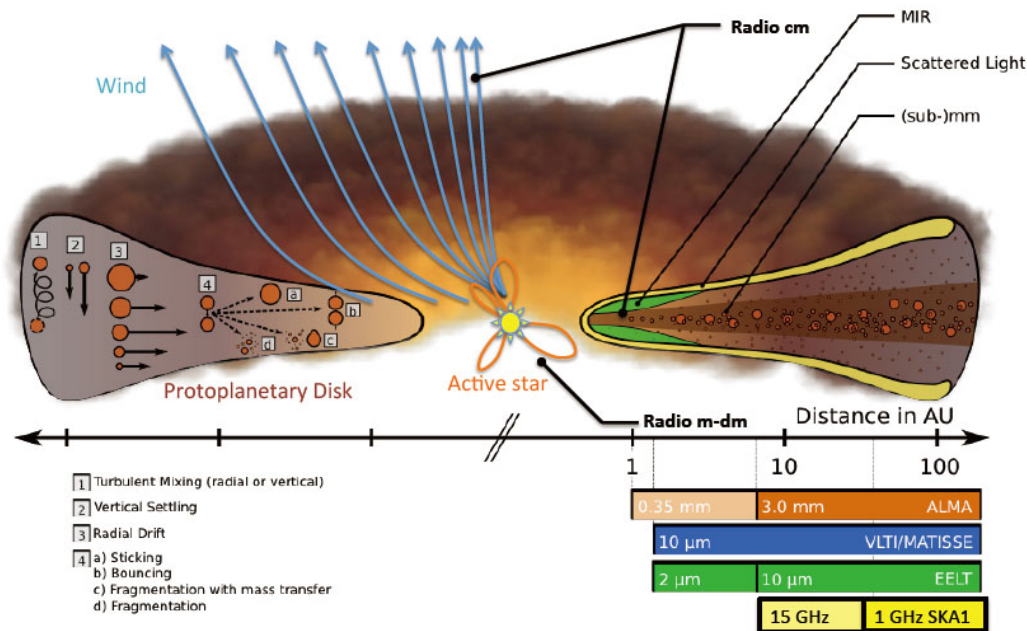


図 10.1: 原始惑星系円盤の概念図。Testi et al(SKA サイエンスペーパー) より引用。

長しているように見えてしまう。これは特に若い原始星の円盤 (の時に内側) を観測する際に問題になりうる。図 10.3 に HL Tau を ALMA および VLA で観測した例を示す (Carrasco-González et al., 2016)。ALMA の 0.87 mm と 1.3 mm の観測から見積もった HL Tau の円盤の α は 50 AU より内側で $\alpha \sim 2$ となっているがこれは、図 10.3 の 2 段目からわかるようにダストが光学的に厚くなっているためと理解される。このような高いダスト面密度を持つ天体では、吸収係数が下がり光学的に薄くなる長い波長での観測がより有利である。たとえば ALMA の 2.9 mm と VLA 7 mm の観測から見積もられた α は中心星からの距離が 50AU の領域で $\alpha \sim 3.5$ 程度となり顕著なダスト成長の兆候は見られない。

さらに、近年ではダストの成長に伴う散乱の効果を検討する必要性が認識されつつある (Zhu et al., 2019; Carrasco-González et al., 2019)。ダストが観測波長程度まで成長すると吸収係数に対して散乱係数が無視できなくなる。散乱が卓越する場合、光学的に厚い領域が散乱によって見かけ上光学的に薄く見えるといった、上記の吸収係数だけからの議論よりもより複雑な現象が起こる。この影響によって円盤が見かけ上軽く見えるといった現象が起こることが指摘されている (Zhu et al., 2019)。

ダストの成長にともなう散乱の影響を考慮するためにはダストの吸収係数のみならず散乱係数も考慮に入れたモデリングが必要となる。この場合、減光係数 (吸収係数と散乱係数の和) とアルベド (散乱係数/吸収係数)、ダストの温度、面密度を独立に求める必要がある。このような複雑なモデルフィッティングにおいては光学的に薄い複数の波長帯での観測が重要な役割を果たす。また、散乱の効果は長波長になるほど弱くなるため、円盤内ダストの質量を求める場合は、SKA (や VLA) の波長帯を用いるほうがより正確である可能性がある。

したがって長い波長帯での高分解能観測は (特に若い天体での) ダストの成長を観測的に明らかにする上で重要なツールになる。そのため、SKA などによる長波長帯での原始惑星系円盤からのダスト連続波の観測は、円盤内のダストの性質を明らかにする上で重要である。

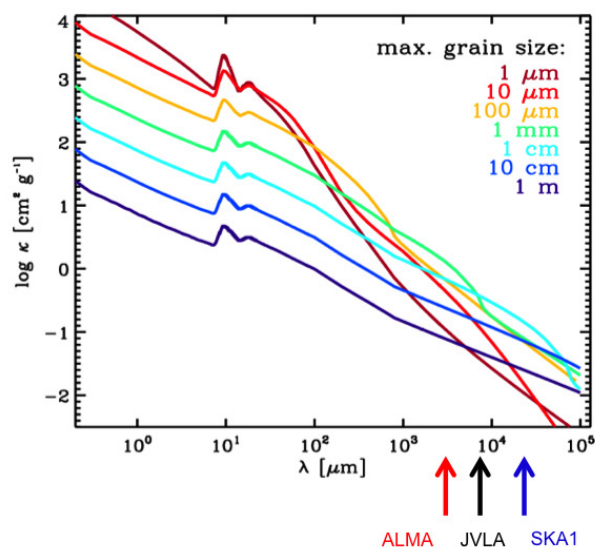


図 10.2: 様々なダストサイズでのダストの吸収係数。ダストサイズが大きくなるにつれて β が小さくなっていることがわかる。矢印は ALMA, JVL, SKA1-MID を用いて 40mas のビームサイズをもつ波長を示している。Hoare et al (SKA サイエンスペーパー) より引用。

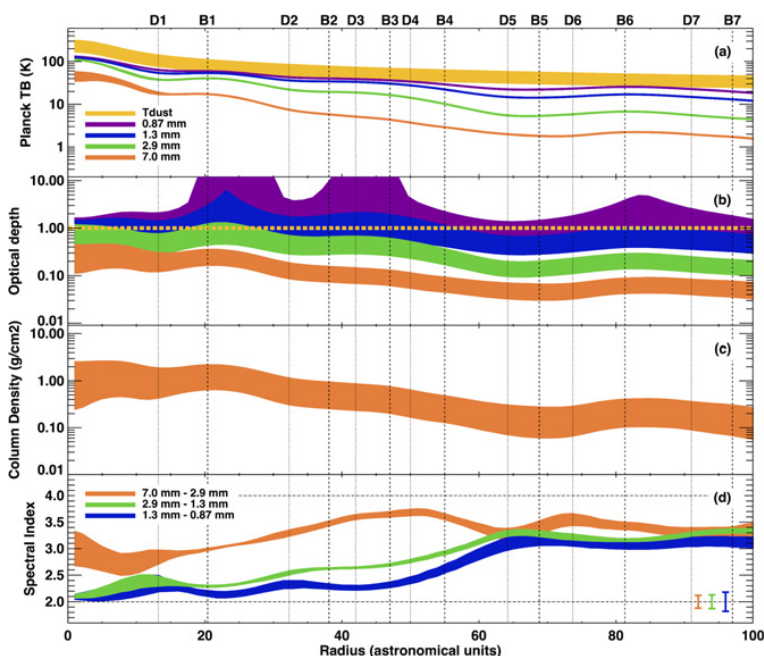


図 10.3: HL Tau 円盤の動径プロファイル。上段から輝度温度、光学的厚み、面密度、 α を表す。ALMA による 2.9, 1.3, 0.87 mm での観測と VLA 7.0 mm での観測結果が示されている。Carrasco-González et al. (2016) から引用。

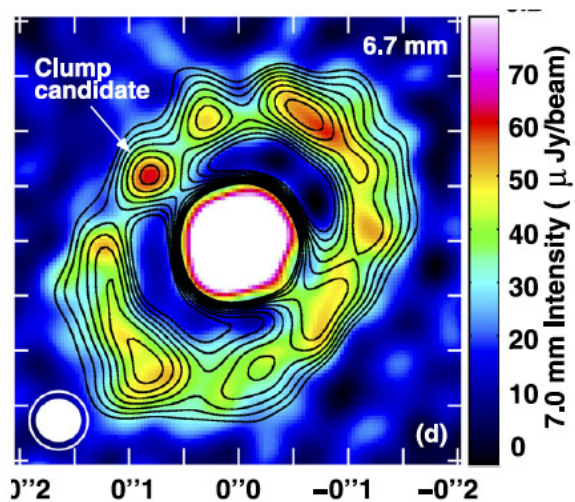


図 10.4: VLA による HL Tau の観測結果。カラーマップは 7 mm での観測を表し、コンターは 6.7 mm での観測を表している。カラーマップからリングのピークの輝度は $60 \mu\text{Jy}/\text{beam}$ 程度と読み取れる。Carrasco-González et al. (2016) から引用。

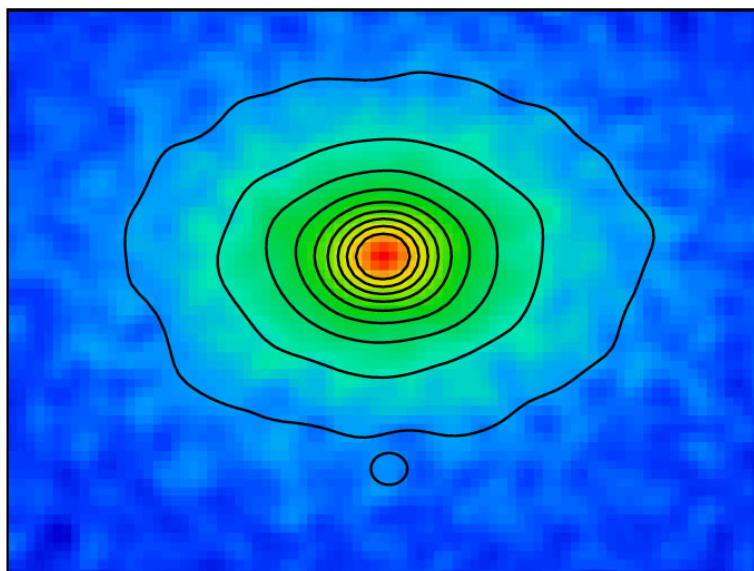


図 10.5: Class II YSOs に付随する原始惑星系円盤の SKA による擬似観測結果。画像のサイズは $850 \times 650 \text{ mas}$ である。中心やや下の円がビームサイズ ($35 \times 40 \text{ mas}$) を表す。コンターは 5, 10, 15, ..., 45 倍の $0.07 \mu\text{Jy}/\text{beam}$ ノイズレベルを表す Hoare et al (SKA サイエンスペーパー) より引用。

10.1.2 国際ワーキンググループでの検討状況

Class II 原始惑星系円盤の観測可能性の検討

国際ワーキンググループのサイエンスペーパーでは、ダスト熱輻射の観測可能性について、Class II young stellar objects (YSOs) の円盤モデルについて検討が行われている。ここで紹介する国際ワーキンググループの検討ではやや古い性能諸元を用いて観測可能性の検討が行われている。より最新の性能諸元をもちいた再検討は次節において紹介する。用いられた Class II 円盤のモデルパラメータは中心星質量 $M_{\text{star}} = 1M_{\odot}$ 、円盤質量 $M_{\text{disk}} = 0.01M_{\odot}$ 、円盤半径 120 AU, inclination 45° 、距離 125 pc である。このモデルに対して $\beta = 0.5$ を仮定すると原始惑星系円盤からの全フラックスは 11.3 GHz で $180 \mu\text{Jy}$ である。

SKA1-MID の周波数 11.3 GHz で観測することを考える。この場合、ビームサイズは $35 \text{ mas} \times 40 \text{ mas}$ 、感度は $2.2 \mu\text{Jy}/\text{beam hr}^{1/2}$ である。30AU 程度まで広がった成分を 10σ 程度で捉えるためには、 $0.07 \mu\text{Jy}/\text{beam}$ の感度が必要であり 1000 時間程度の積分時間を要すると見積もられている。図 10.5 にこのモデルの SKA による擬似観測の結果を示す。

若い星団形成領域の観測による実効的観測時間の削減

上記の見積もりから明らかなように、Class II YSOs の典型的な原始惑星系円盤からのダスト熱輻射を SKA で観測するためには 1000 時間ほどの極めて長い観測を行うことが必要である。

国際ワーキンググループでは、この問題に対する一つの回答として、SKA の広い視野を生かし、若い星団内にある複数の YSOs を同時に観測することで個々の天体に必要な実効的な観測時間を短くすることが提案されている。例えば、 ρ Oph A Cluster を観測ターゲットに選べば一度に 7 個の Class I YSOs と 10 個の Class II YSOs が観測可能である。これによって個々の YSOs の実効的な観測時間は 60 時間程度まで短縮される。

10.1.3 日本ワーキンググループによる検討状況

日本ワーキンググループでは国際ワーキンググループでのダスト熱輻射の観測可能性の検討を踏まえ、最新の SKA の性能諸元を用いて、観測可能性の再検討を行った。その結果、上記の観測時間の見積もりよりも短い観測時間でダストの熱輻射が観測可能であることがわかった。

Class I YSOs, HL tau の観測可能性の再検討

HL Tau は近年 ALMA の観測によって複数のリング構造が見つかっており、星形成の早い段階で惑星形成が進んでいる可能性も指摘されるなど、最も精力的に研究がなされている原始星の一つである。また、内側は ALMA の波長帯では光学的に厚くなっており (図 10.3) SKA による長波長での観測が望まれる。さらに、Class II よりも若く明るいため観測可能性の点からも有利であることが期待された。そこで日本のワーキンググループではまず HL Tau が SKA で観測可能かを検討した。

ターゲットは HL Tau の円盤の内側のリングとし、それを SKA 10 GHz で観測することを想定した。図 10.4 に VLA 7 mm による HL Tau の観測結果を示す。最新の SKA1 の性能諸元では SKA1-MID の 9.2 GHz で感度は $1.2 \mu\text{Jy}/\text{beam hr}^{1/2}$ となっている。この値を用いることとして、以下で HL Tau の内側 20AU におけるリングの観測が可能かを検討する。

VLA の 40 GHz での観測からリングの典型的な輝度は $60 \mu\text{Jy}/\text{beam}$ である。SKA の 10 GHz のビームサイズは VLA の 40 GHz と同程度 ($40 \text{ mas} \times 40 \text{ mas}$) であるため $\alpha = 3$ であれば $0.9 \mu\text{Jy}/\text{beam}$, $\alpha = 2.5$ であれば $1.9 \mu\text{Jy}/\text{beam}$ が期待できる。ここから信号雑音比を $\sigma = 10$ 程度で観測することを要求すると観測時間は 60 時間 ($\alpha = 2.5$) から 240 時間 ($\alpha = 3$) 程度を要することがわかった。

さらに、band 5c が開発され観測周波数が 20 GHz まで伸びたとすると、ビームの面積が 1/4 ($20 \text{ mas} \times 20 \text{ mas}$) になることを考慮して、 $\alpha = 3$ であれば $1.8 \mu\text{Jy}/\text{beam}$, $\alpha = 2.5$ であれば $2.6 \mu\text{Jy}/\text{beam}$ 程度が期待される。そのため、感度が $1.2 \mu\text{Jy}/\text{beam hr}^{1/2}$ が 20 GHz でも実現されると仮定すると、30 時間 ($\alpha = 2.5$) から 60 時間 ($\alpha = 3$) 程度の積分時間で観測が可能になると期待される。

Class II 原始惑星系円盤の観測可能性の再検討

上記の国際ワーキンググループでの Class II 原始惑星系円盤の観測可能性の見積もりでは、従来の低い性能を仮定していたが、上記のように最新の性能諸元では性能向上しているため、国際ワーキンググループで用いられた Class II 円盤の観測可能性の再検討を行った。その結果、Class II 原始惑星系円盤モデルを 10 GHz で観測する場合、300 時間程度の積分時間で観測可能であることがわかった。さらに、20 GHz での観測が可能となる場合、150 時間程度まで観測時間が短縮される ($\alpha = 2.5$ を仮定)。

free-free 放射への懸念

一般に 30 GHz 以下の周波数では、原始星やその周囲のアウトフローなどからの free-free 放射が顕著になる。図 10.6 に YSOs の SED の例を示す。図から概ね 1 cm 以上 (30 GHz 以下) の波長より長いところでは、連続波の波長依存性が変わっていることが見て取れる。これは、長波長側ではダストの熱放射よりも free-free 放射が卓越していることを示す。

free-free 放射の主な放射源は中心星近傍であり、円盤からのダストの熱放射とは空間的に離れているため高分解能観測ではダスト連続波と free-free 放射を空間的に切り分けることが可能である。しかしながら、例えば、VLA の 7 mm の観測であっても、free-free 放射による寄与は注意深く検討されている (Carrasco-González et al., 2019)。SKA の観測波長帯ではより free-free 放射が強いため、より注意深くその寄与を取り除く必要があると考えられる。

10.2 シンクロトロン放射による分子雲コアの磁場計測

10.2.1 科学的背景

分子雲コアの磁場とその測定方法

星や原始惑星系円盤は分子雲の密度の特に高い領域、分子雲コアの重力収縮によって形成する。分子雲コアは比較的強い磁場を持ち、原始星、原始惑星系円盤の形成進化過程に磁場は大きな影響を与えていると考えられている。例えば円盤進化には磁場による角運動量の抜き取りが大きな役割を果たす。よって、分子雲や分子雲コアの磁場強度を定量的に計測することは星形成過程の観測研究における重要課題の一つである。

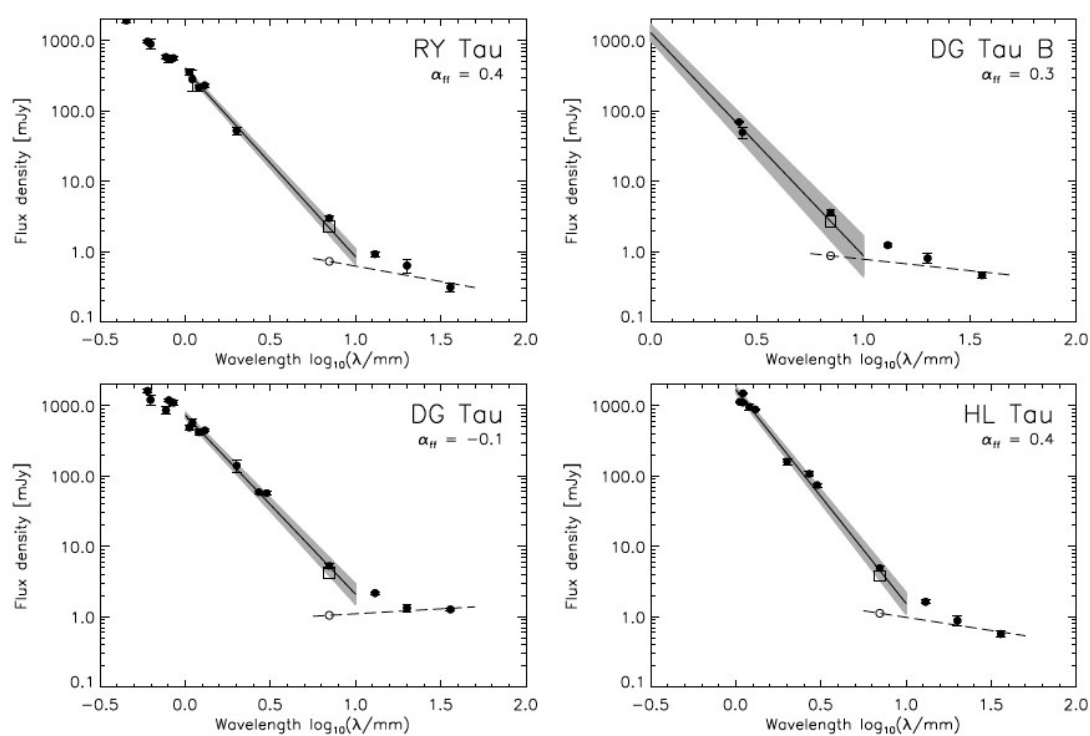


図 10.6: 原始星の SED。Rodmann et al. (2006) から引用。実線はダストの連続波、破線は free-free 放射の観測結果からのフィッティングである。

これまで分子雲での磁場は主にゼーマン効果やダストの偏波の観測によって計測されてきた (Crutcher, 2012)。しかし、これらの方法にはそれぞれ特有の困難が指摘されている。例えば、比較的多くの観測がなされている OH 輝線によるゼーマン効果の観測は、OH 輝線が比較的密度の低い (10^2 - 10^3 cm^{-3}) 領域をトレースするため、実際に原始星の形成が起こる密度の高い分子雲コアでの磁場は測定できない。また、OH 輝線は 1 GHz という低い周波数のため空間分解能も低いといった問題がある。一方で CN 輝線は 10^5 cm^{-3} という分子雲コアの密度をトレースできるが、観測が難しくこれまでの観測は原始星が形成後の星ありコアでしか観測がなされてこなかった。(ただし、近年はこれらの困難を克服した CCS 輝線を用いた星なしコアでのゼーマン効果の観測報告もなされている; Nakamura et al., 2019)

一方、ダスト熱輻射の偏波観測を用いると磁場の天球面上での向きを決定することができる。この磁場の向きの平均からの揺らぎと視線方向速度から磁場の強度を推定できる (チャンドラセカールフェルミ法; Chandrasekhar & Fermi, 1953)。この方法では、偏波観測のデータから平均場と揺らぎの成分を導く必要があり、分子雲コアのように平均場が空間的に変動している場合には正確に揺らぎを求めることが難しいという問題が指摘されている。さらに、視線方向積分や望遠鏡のビームサイズによって磁場の揺らぎが平均化される効果によって磁場強度の見積もりが変わる可能性も指摘されている (Cho & Yoo, 2016)。

上記のような困難のために異なる手法での磁場の観測が望まれる。

10.2.2 Padovani らによる分子雲コアからのシンクロトロン放射の見積もり

近年、Padovani & Galli (2018) によって、SKA1-Low を用いた分子雲コアからのシンクロトロン放射観測によって、磁場強度の推定が可能であることが報告された。これは前節の方法と独立に分子雲コアの磁場計測が可能という点で興味深い。そこで本項目では、このモデルについて解説する。

分子雲からのシンクロトロン放射を捉えることで磁場を推定するというアイデア自体は比較的早く、70年代から提案されてきた (Brown & Marscher, 1977)。シンクロトロン放射の放射フラックスは視線方向の磁場強度と電子密度のみに依存するため、パラメータによる不定性が小さく正確な磁場の計測が可能であると期待できる。

しかしながら、分子雲コアからのシンクロトロン放射を実際に観測するためには

1. 星間宇宙線の電子の 500MeV 以下のエネルギーフラックスが不定である
2. シンクロトロン放射が微弱であり、既存の望遠鏡では感度が不足している

という 2 点の困難があり、これまで成功していなかった。しかし、近年になって 1. の問題点は Voyager 1 号機による in-situ 観測によって 500MeV 以下の電子のエネルギーフラックスが得られ、克服された (Cummins et al., 2016)。図 10.7 に Voyager 1 などの観測結果から得られた星間宇宙線の電子のエネルギーフラックスを示す。2. の問題点は以下で見るように SKA-Low の高感度観測によって克服される。

Padovani & Galli (2018) では、様々な分子雲コアモデルについてシンクロトロン放射のフラックス密度が求められているが、ここではその中でも典型的な分子雲コアモデルの結果について紹介する。図 10.8 に 60 MHz から 218 MHz までの分子雲コアから予想されるシンクロトロン放射のフラックス密度を分子雲コアの中心磁場の関数として示す。観測時間は 1 時間である。各線の灰色の領域は信号雑音比が $S/N < 3$ の領域であり、この領域より磁場が強ければ各周波数で観測可能

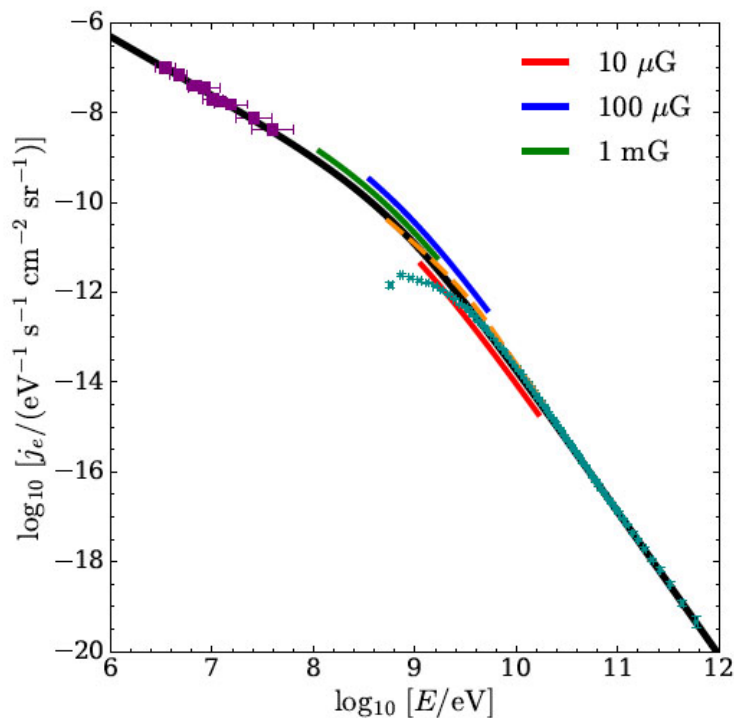


図 10.7: 宇宙線電子のエネルギーフラックス。紫色、シアンの点はそれぞれ Voyager 1, AMS-02 で得られた観測結果を表す。オレンジ破線は銀河シンクロトロン放射で得られた電子陽電子のエネルギーフラックス。赤、青、緑の実線はそれぞれ、SKA1-Low の周波数でのシンクロトロン放射への主に寄与するエネルギー領域を表す。Padovani & Galli (2018) より引用

であることを示している。図から 100 MHz 以上であれば数 $10 \mu\text{G}$ 以上の中心磁場強度を持つ分子雲コアからのシンクロトロン放射を観測可能であることが分かる。この分子雲コアの臨界磁場は $200 \mu\text{G}$ 程度であるが、理論研究やこれまでの観測の結果からは分子雲コアでは臨界磁場の半分から $1/4$ 程度の磁場 ($\geq 50 \mu\text{G}$) が期待できるため、SKA1-Low を持ちいれば 1 時間程度の観測時間で分子雲コアからのシンクロトロン放射を観測することが可能であると期待できることが分かる。

10.2.3 日本グループでの検討

Padovani らの研究では宇宙線の電子のエネルギーフラックスとして Voyager I の観測結果を用いている。一方で分子雲内のイオンの観測と化学反応計算から求められた分子雲内での宇宙線電離率は Voyager I の観測で得られたエネルギーフラックスから予想される電離率よりも 1 桁以上大きい。例として、Phan et al. (2018) の結果を図 10.9 に示す。実線が Voyager I の観測結果から予測される宇宙線電離率である。これに対して、分子雲の観測から見積もられた宇宙線電離率はすべての密度領域で典型的に 1 桁程度高いことが見て取れる。このことは、分子雲の陽子のエネルギーフラックスが太陽近傍のフラックスよりも大きいことを示唆し、同様に、 500MeV 以下の電子のフラックスについても太陽近傍のよりも分子雲内でより強い可能性がある。

その場合、分子雲からのシンクロトロン放射はより強くなることが期待できる。このことは観

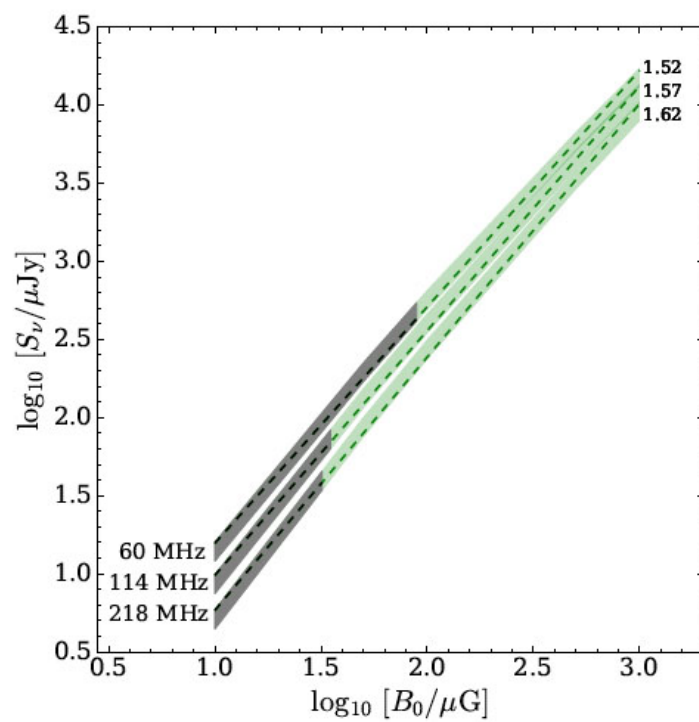


図 10.8: 60 MHz, 114 MHz, 218 MHz での分子雲コアの中心磁場強度と輻射フラックスの関係。観測時間は 1 時間。緑線の幅は磁場の密度依存性の冪による結果の違いを表す。灰色の部分は信号雑音比 $S/N < 3$ の領域を表す。右上の数字は各線の冪を表す。Padovani & Galli (2018) より引用

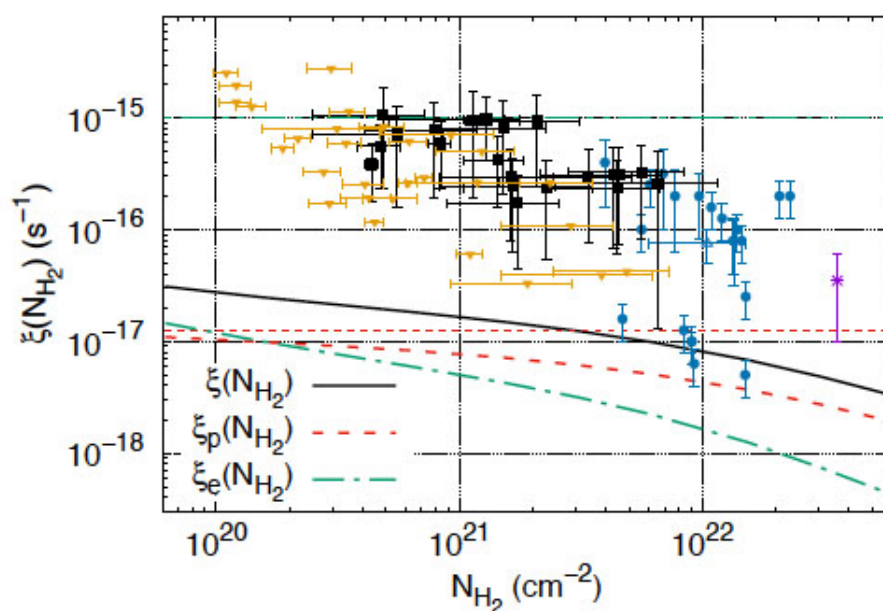


図 10.9: Voyager I のデータを用いた太陽近傍の宇宙線のエネルギーフラックスから求めた宇宙線電離率 (実線) と分子雲の分子の観測と化学反応計算から求められた宇宙線電離率 (点) の比較。青丸は Caselli+(1998), 青三角は Williams+(1998), 紫アスタリスクは Maret & Bergin+(2007), 黒四角と黄色三角 (上限値) は Indriolo & McCall(2012) のデータ点を表す。Phan et al. (2018) より引用。

測的には有利だが、同時に磁場の強さを実際よりも大きく見積もってしまうことが懸念される。SKA1-Low によって実際にシンクロトロン放射の観測がなされた際には観測された分子雲での宇宙線電離率についても合わせて検討を要すると考えられる。

10.3 大質量星形成

10.3.1 背景 1: 大質量星形成におけるセンチ波連続波観測

大質量星形成におけるセンチ波連続波放射の物理的起源は大別すると 2 種類に分けられる。進化後期において卓越する Ultra Compact HII 領域からの熱的制動放射については、Wood & Churchwell (1989) 以降、VLA (J-VLA) を用いた研究が継続的になされてきた。その統計的な寿命は 10^5 年程度であり (Kurtz et al., 1994)、降着率 $10^{-4} - 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ における大質量原始星の質量獲得期間と同程度か 1 桁程度長い期間続く。このため UCHII 領域は長きにわたり大質量星形成の典型的なマーカーとして認識され、多くの観測がなされてきた。一方、Hosokawa & Omukai (2009) のなど高降着率下での原始星進化計算によれば、中心核における水素燃焼の開始時期は降着の ”量” と ”仕方” によって、 $10\text{-}30 M_{\odot}$ とファクター 3 程度の幅が予想される。銀河系における大質量星の大部分がこの質量範囲に存在することを考慮すれば、HII 領域発生以前ないしは発生直後の観測が個別原始星の進化、ひいては IMF の起源を理解する上で重要であることは明らかである。

HII 領域発生以前の降着期におけるセンチ波放射は主に原始星ジェットからの放射と理解されている。これらの大部分は熱的制動放射であり、図 10.10 のように、一部シンクロトロン放射を示す天体も存在する (Carrasco-González et al., 2010; Zapata et al., 2011)。また後者においても空間的には熱的制動放射が大部分を占めるものが多く、強い衝撃波の部分のみでシンクロトロン放射が見られるような場合がほとんどである。こうした天体では十分な感度で SED の空間分布を取得することで、ある程度ジェットの内部構造を理解することが期待される (必要な分解能は 100 mas では不十分?)。一方で質量放出率など進化の理解に重要な物理量の導出には連続波観測だけでは不十分であり、電波再結合線 (Jiménez-Serra et al., 2011) の高感度観測が求められる。偏波観測によって磁場情報の導出するためには、偏波率が低いことから SKA2 の感度が必要である。

いわゆる電波ジェットの形状は AGN のように連続的に放射が分布しているもの (Curiel et al., 2006; Carrasco-González et al., 2010) や、弾丸状に散発的に放出されているもの (Hofner et al., 2007)、ノットの固有運動が全く見られず定常的な衝撃波のように見えるもの (Rodríguez et al., 2008) など様々である。このようなジェットの形状は星周環境や原始星の進化段階と一定の相関をもつ可能性があるものの、未だ持って整理されているとは言い難い状況である。こうした背景には HII 領域に比べて放射が微弱なことや (多くは点源状)、センチ波でのサーベイ天体数に比べミリ波/サブミリ波帯でのフォローアップ観測数が不足していることなどが挙げられる。近年前者については J-VLA を用いた 100 mas 分解能かつ高感度 ($\sim 10 \mu\text{Jy}$) の探査が行われている (Rosero et al., 2019)。また後者についてもジェットを伴う O 型 YSO への ALMA 長基線による観測が進みつつある (Zhang et al., 2019)。

10.3.2 背景 2: 星近傍観測における低周波の重要性

ALMA による観測で、星形成領域の円盤やアウトフローが高い解像度で撮像され始めている。太陽系から 100 pc 程度の近傍星形成領域では、1 au スケールでの分解能により、原始惑星系円盤

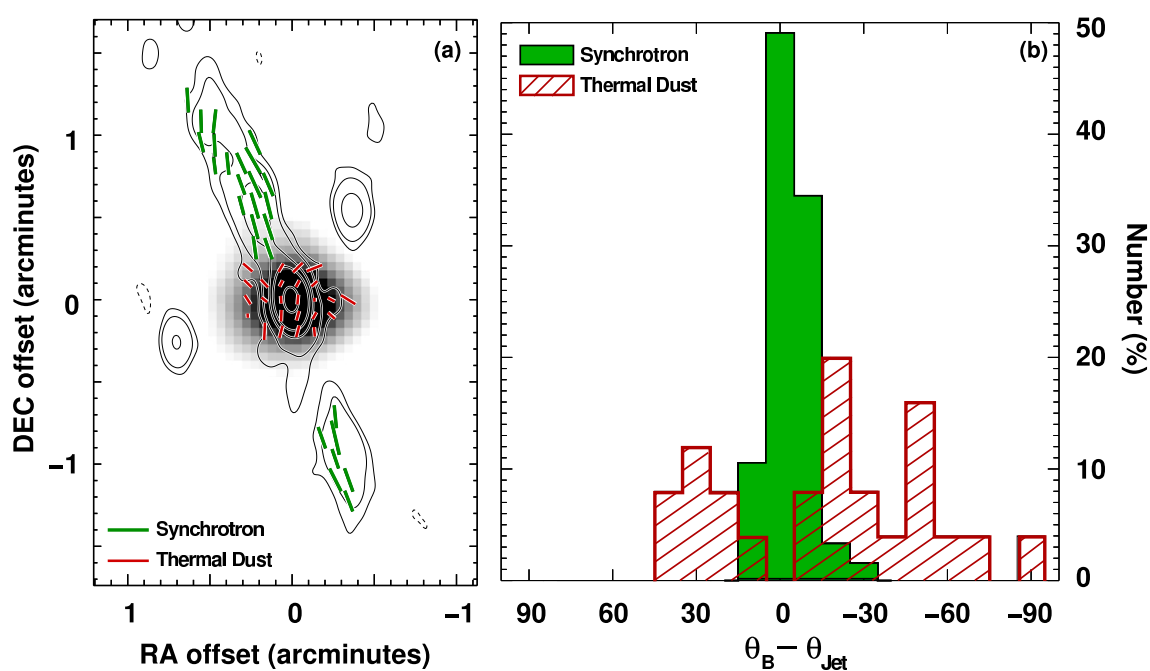


図 10.10: 大質量原始星 HH 80-81 における電波ジェット (等高線) とダスト熱放射 (グレースケール) の分布。電波ジェットは VLA による波長 6 cm 帯の観測データ、ダスト熱放射は JCMT による波長 850 μm のデータ。電波ジェットではシンクロトロン放射による偏波が検出されており、ダスト熱放射の偏波情報と合わせて、ジェットの磁場構造 (緑線) やそれを駆動する中心星付近 (ディスク、エンベロープ) の磁場構造 (赤線) が調べられる。右図のヒストグラムは、ジェットと磁場の方向の差分の分布を示している。Carrasco-González et al. (2010) より引用。

のリング状構造や惑星形成領域 (候補) の描像が得られており (ALMA Partnership et al., 2015)、より遠方 (>400 pc) の大質量星形成領域での非対称な円盤構造も分解され始めている (Motogi et al., 2019)。また、小質量原始星、大質量原始星ともに、円盤から磁気遠心力風によって駆動されていると考えられるアウトフローやジェットの高回転運動 (図 10.11 左を参照) もこれまでにない精密な観測がなされている (Hirota et al., 2017; Lee et al., 2017)。

低質量星形成分野においては、SKA によって広い視野で近傍星形成領域の広い範囲をカバーし、多数の原始星における熱的電波 (ダスト熱放射) の SED を光学的に薄い低周波数帯で観測するという研究が計画されている。さらに星周物質が多い大質量星形成においては光学的に薄い低周波観測の必要性はさらに顕著であり、特に ALMA で観測されるような原始星から 100 au 以内の領域では、サブミリ波帯でのダスト熱放射は光学的に厚くなり、アウトフロー中心部や円盤中心 (midplane) までを見通したイメージングは困難である。

例えば太陽系からもっとも近い大質量星形成領域であるオリオン KL 領域にある電波源 I (Orion Source I) では、回転するアウトフローが Si^{18}O の高励起線で見られる。その回転速度や半径から、アウトフローは高速ジェットによって掃き寄せられたものではなく、円盤からの磁気遠心力風によって駆動されていることが示唆されている (Hirota et al., 2017)。しかし、分解能が不十分であること、または、1-700 GHz 帯にわたって電波連続波での光学的厚みが厚い黒体放射 ($F \propto \nu^2$) であることから、電波ジェットの成分はこれまで確認されていない。電波ジェットの有無は、過去の VLA による観測では、43 GHz 帯での 50 ミリ秒角 (20 au) での観測でその気配が報告されているのみ (Reid et al., 2007) で、より低い周波数帯での高解像度観測は現状では不可能である。

ダストによる光学的厚みを避けて高い感度と分解能を両立できる SKA2 (あるいは SKA-VLBI) では、降着円盤内縁から星表面に至る降着流 (~数 1000 K) からの放射を観測できる可能性がある。こうした領域を観測することができれば、原始連星への質量分配やアウトフローの駆動などといった初期質量関数を決める上で重要な現象を直接的に研究することができるだろう。さらにもし高降着率で膨らんだ大質量原始星の大気を解像することができれば、直接的に星のパラメータ (温度、半径、etc) を決定可能となり、例えば回転によってひしゃげた原始星大気など (Lin et al., 2011)、単純な原始星モデルでは説明できない現象へと踏み込むことができる。これは太陽と一部の超巨星以外を空間分解できない現在の天文学にとって大きなブレイクスルーと言えるだろう。

またこうした星の超近傍領域では力学時間がヒューマンタイムスケールまで落ちてくるため、低周波でのタイムドメイン観測が本質的となることが予想される。

10.3.3 背景 3: 原始星に対するタイムドメイン観測

原始星や弱輝線 T タウリ型星では、これら若い天体の磁気圏活動に起因すると考えられる X 線フレアが観測されている (Güdel, 2002)。電波においても、弱輝線 T タウリ型星でのフレアが検出されており、X 線と電波の光度にはよい相関関係が知られている (Güdel, 2002)。これらのフレアは、太陽で起こるフレアに比べて 14 桁以上も大きなエネルギー源となっており、太陽系から 100 pc 程度離れた星形成領域でもこのような電波源が観測可能である。

同時に、これらの電波観測では、原始星や弱輝線 T タウリ型星における非熱的電波源の検出も可能であり、長時間観測を行えばその時間変動を捉えることも可能である。非熱的電波源のフレアは、恒星周辺の磁場、恒星と円盤を繋ぐ磁場のリコネクションに起因すると考えられ、その周期から恒星の自転や円盤回転を直接測定することが可能である。また、VLBI 観測によって 10 ミリ秒角以上の分解能を達成すれば、太陽系から 100 pc 程度の近傍星形成領域では 1 au スケールの分解能

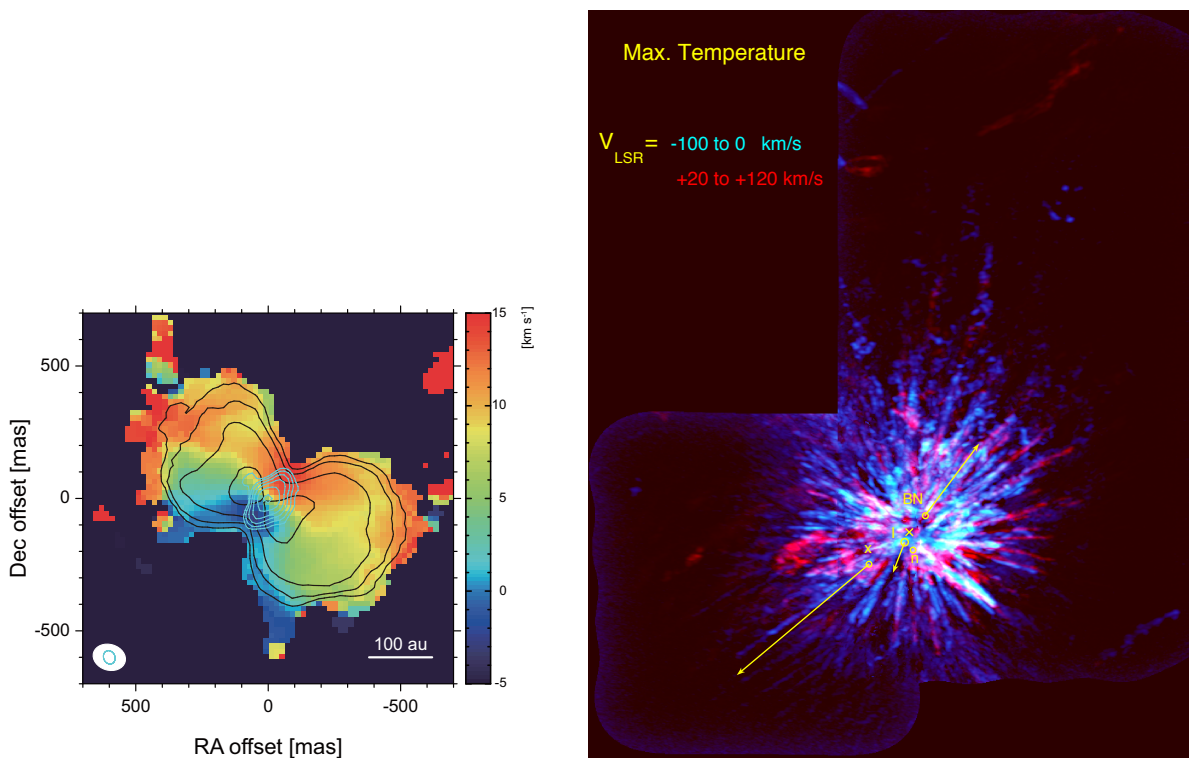


図 10.11: 大質量星形成領域オリオン KL におけるアウトフローの観測結果。左は電波源 I (Orion Source I, Src I) における ALMA Band 8 で観測された Si¹⁸O 輝線の積分強度 (黒い等高線) と視線速度分布に VLA の Q-band で観測された連続波強度 (水色の等高線) を重ねたマップ。それぞれ、(Hirota et al., 2017)、および、Hirota et al. (submitted to ApJ) から引用。Si¹⁸O 輝線では回転するアウトフローが、VLA 連続波ではそれに垂直方向に伸びるエッジオンの円盤がトレースされる。VLA 連続波では、北東のアウトフロー方向に伸びる弱い成分があり、ジェットの可能性も示唆される。

右は ALMA によって観測された CO $J=2-1$ 輝線の分布 (カラー) と、オリオン KL 領域内にある原始星候補天体の固有運動を重ねたマップ。Bally et al. (2020) より引用。爆発的アウトフローは、マップ内にある Src x, Src I, BN, Src n などの相互作用の結果として放射されたと解釈されており、これらの天体ではアウトフロー中心から外に向かう固有運動が VLA による 30 年以上にわたる観測によって計測されている。図にまとめられているオリオン KL 領域内の原始星候補天体の力学構造とその起源の解明は、星形成の理解に重要な示唆を与えると期待される。

で磁気圏活動の位置を特定することができる。VLBI 位置天文観測の手法により、年周視差計測で天体の直接距離計測を行うこともでき、分子雲の立体構造解明という研究へも発展する (Kounkel et al., 2017)。さらに、対象天体が連星系であれば、正確な距離計測と連星の軌道運動計測により、恒星の質量や光度、軌道パラメータを正確に計測することが可能である (Dzib et al., 2013)。このような研究は、星形成領域における若い恒星の進化段階の統計的調査に加えて、連星系形成機構解明へのヒントを与えるとも期待される。

同様の研究は、大質量星形成領域では行われていない。これは、大質量原始星では恒星の対流による磁気圏活動が活発でないと考えられており、非熱的電波が研究対象となっていなかったこと、一般的に大質量星形成領域は距離が 1 kpc 程度と遠方にあり、感度や分解能の観点で研究が困難だったためと考えられる。一方、大質量星形成領域でも X 線が検出された天体もあり (Beuther et al., 2002)、また、偏波をしたシンクロトロン放射によるジェットイメージング観測例も報告されている (Carrasco-González et al., 2010)。今後 SKA 時代において低質量原始星と同様な研究が大質量原始星でも可能になるのか、あるいは非熱的現象が大質量原始星の進化において本質的に重要なのかといった問いに答える上で、まずは SKA1 の高感度観測によって微弱な非熱的電波放射源の大規模探査を行うことが求められる。

10.3.4 背景 4: メーザーによる変動現象

大質量星形成領域には、6.7 GHz 帯のメタノールメーザーが検出されることが知られている。これらの中には数 10 日から数 100 日の周期を持った時間変動、あるいは最短では数日程度で突発的に増光を起こす「メーザーフレア (メーザーバースト)」と呼ばれる現象が見つかっている。メタノールをはじめとしたメーザーは、衝撃波や赤外線輻射によって励起される非線型現象であり、その光度は物理環境に対して非常に敏感に変化する。そのため、メーザーの時間変動は、大質量星形成領域における、原始星の光度変化、質量降着現象やアウトフローなど質量放出現象の時間変動を調べる際のプローブとして有用である。例えば、メタノールメーザーの周期変動については、大質量原始星における脈動現象、あるいは、連星系大質量原始星周辺での質量放出による衝撃波 (colliding wind binary) によって周辺の星間塵が温められ、その熱放射の時間変動を反映しているという説がある (van den Heever et al., 2019)。一方、メーザーフレアやバースト現象に関しては、大質量原始星円盤内で分裂した高密度ガスが中心星に急激に降着する爆発的降着現象 (accretion burst) による光度変化を反映していると考えられている。大質量星形成過程における質量降着現象では、中心星からのフィードバックに逆らって短時間に大質量降着率で中心星を成長させなければならず、長年理論的にその物理過程については議論が進められてきた。2017 年以降に 3 つの大質量原始星 S255IR-NIR3 (Caratti o Garatti et al., 2017; Moscadelli et al., 2017; Cesaroni et al., 2018)、NGC6334I-MM1 (Hunter et al., 2018; Brogan et al., 2018; MacLeod et al., 2018)、G358.93-0.03-MM1 (Burns et al., 2020b) で相次いでメタノールメーザーのフレアが観測され、それと同時に S255IR-NIR3 では赤外線とセンチ波帯の電波が、NGC6334I-MM1 ではミリ波サブミリ波連続波の増光が観測され、大質量星形成領域における爆発的降着現象による中心星の増光とそれに伴うメタノールメーザーの増光、というシナリオが観測的に確立されるに至っている。G358.93-0.03-MM1 では、メタノールメーザーが分布する範囲が 1 ヶ月間で半径約 260 天文単位から 520 天文単位に広がる様子が VLBI 観測によって確認され、中心星増光による加熱領域の広がりが見出されている (図 10.12)。

このような急激な降着率の変動は、競合的降着/フィラメント降着による非一様な降着流や重力不安定な降着円盤の分裂などに関連している可能性がある。前者のような階層的な降着はすでに

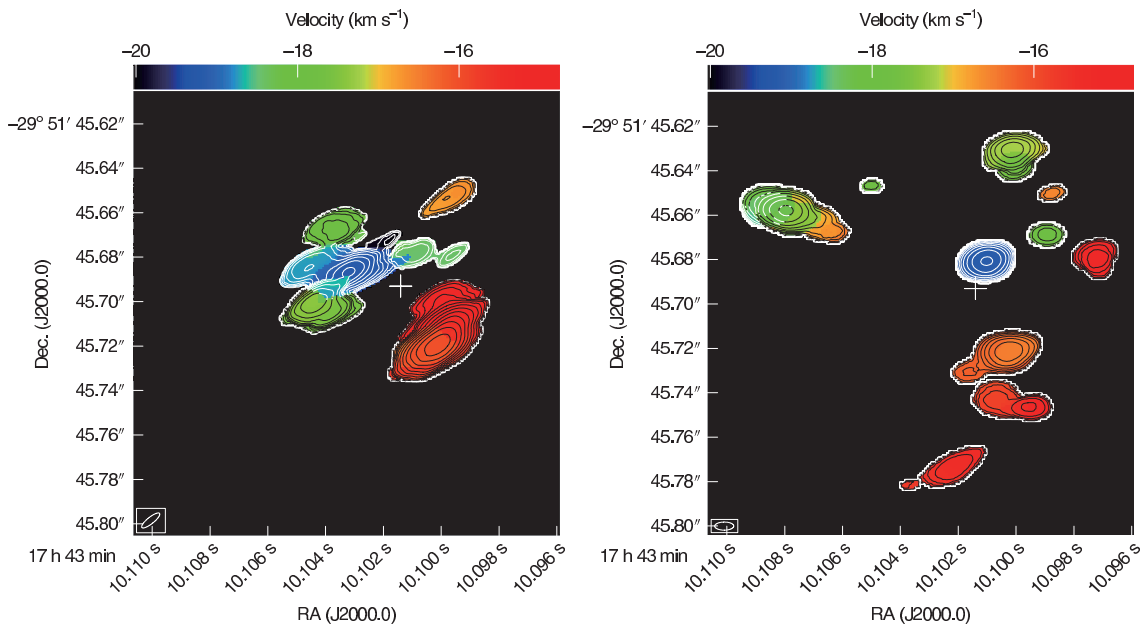


図 10.12: 大質量原始星 G358.93-0.03-MM1 における 6.7 GHz メタノールメーザーの分布。強度を等高線で、視線速度をカラーで示した。左が 2019 年 2 月 2 日、右が 2019 年 2 月 28 日における LBA(オーストラリアの Long Baseline Array) による観測データであり、26 日間で分布が広がっている様子が明らかになっている。Burns et al. (2020b) より引用。

多くの観測的示唆が報告されている。一方後者のような重力不安定な円盤も少数ながら報告されつつあり (Motogi et al., 2019; Johnston et al., 2020)、今後 ALMA の長基線観測によってその数が増加すると期待される (図 10.13)。

現時点では、上記のような大質量星形成領域における爆発的降着現象は、S255IR-NIR3、NGC6334I-MM1 に加えて 2,3 の候補が観測されているに過ぎない。また、メタノールメーザーや 22 GHz 帯における水メーザーでのフレアやバースト (Hirota et al., 2011; Honma et al., 2004; Motogi et al., 2016; Burns et al., 2020a) は観測されているものの、大質量星形成領域における電波や赤外線での変動を捉えた研究は、長らく近傍のオリオン座分子雲における重点的な観測 (Forbrich et al., 2016) を除いてほとんど報告が無かった。近年蓄積された赤外線衛星データの解析などから近-中間赤外での変動が報告され始めており (Kumar et al., 2016)、その中には周期性を示すものも発見されている (Uchiyama & Ichikawa, 2019)。SKA による広視野での星形成領域、あるいは銀河面サーベイ観測が行われれば、メタノールメーザーだけでなくセンチ波連続波の変動を捉える観測も効率的に行うことが可能であり、メーザー天体に限らず電波帯と赤外線観測との比較が期待される。

メーザーの時間変動観測については、世界中の研究者有志がそれぞれの望遠鏡を用いて様々な天体における複数の分子種、異なる周波数帯のメーザーをモニター観測して情報交換をする研究者ネットワーク M2O(Maser Monitoring Organization) が 2017 年に組織されている (図 10.10)。M2O では比較的小口径の電波望遠鏡による重点的なモニター観測がメインであるが、これらのネットワークと情報共有を行うことで、SKA による即時フォローアップ観測を行う体制を作ることが期待される。

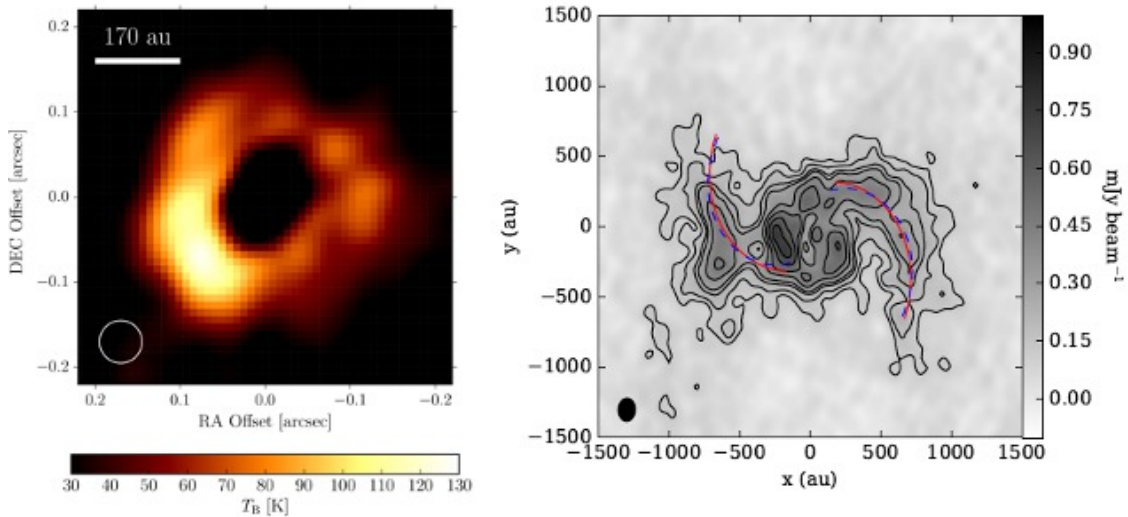


図 10.13: ALMA 観測によって発見された重力不安定な非軸対称円盤の例。いずれもダスト連続波の画像である。左は Motogi et al. (2019) によって初めて報告された重力不安定な降着円盤を伴う大質量原始星 G353.273+0.641 の 2 mm 帯画像、右は Johnston et al. (2020) で報告された渦状腕らしき構造を伴う大質量原始星 AFGL4176mm1 の 1 mm 帯画像。

10.3.5 背景 5: 星間メーザーによる星周構造の研究

主に VLBI によって行われてきた星間メーザー観測では、空間分布と固有運動を元に中心星近傍の構造推定が行われてきた。しかしながら、他の観測と分解能が大きく異なることから、はっきりと励起場所を特定できないことが一つの問題である。特に輻射励起の Class II メタノールメーザーは低速であり ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$)、アウトフローと降着円盤/エンベロープの双方に付随する可能性が指摘されているため (Moscadelli et al., 2011)、明確に両者を区別できるケースは非常に少ない。近年では ALMA によってより精密な中心星の位置と詳細な星周構造が得られるようになったことで、メーザーを放射するガスの位置をより正確に特定可能な時代になりつつあるが、多くの天体では検出されるメーザー源の数自体が少ないため、得られる情報が限定的となっている。またもう一つの問題として、メーザー源の運動が実態としてのガス運動なのか、衝撃波の通過などによる励起環境変化の伝搬なのか明確に区別がつかないという問題がある。後者の場合、得られた運動情報をそのまま星周ガス運動として取り扱うことは本質的な誤りである。

10.3.6 SKA1 による観測 1: 電波ジェット

SKA による電波ジェットの観測では、高感度観測によるシンクロトロン放射 (図 10.10 参照) の探査とそれを利用した磁場研究や、高感度観測によるジェットからの微弱な熱的制動放射の探査などが期待される。また ALMA による円盤研究と組み合わせることで、ジェットの光度と降着率との相関などを統計的に研究することも、ジェットの駆動メカニズムや星形成効率を理解する上で重要である。

感度の観点から偏波や RRL、短期での固有運動測定などジェット自身の詳細観測を統計的に行うためには SKA2 を待つ必要がある。そこで SKA1 では微弱な電波ジェット天体の数を増やすことが大きな目的と言えるだろう。高分解能/広帯域/高ダイナミックレンジでイメージング探査を行うことで下記のような結果が期待される。

- 0.1-0.01 mJy クラスの天体サンプル増加-赤外線で見えない暗い原始星候補の発見
- スペクトル指数分布から衝撃波によるシンクロトロン放射など構造の理解-内部衝撃波/外部との相互作用などの切り分け
- 淡い放射まで含めたジェットの全体構造の把握-中心星進化段階との相関の有無を調査

特に現状で星無しの赤外線暗黒星雲において大規模な探査を行うことができれば、潜在的に存在するであろう”高降着率でいずれ大質量原始星に至る中小質量原始星”など特異な天体の発見も期待される。また星団形成において大質量星と小質量星のどちらが先に形成されるのか(引用)などの本質的な問題にも示唆が得られると期待される。

10.3.7 SKA1 による観測 2: HII 領域

水素燃焼開始直後の HII 領域は、外部からの降着によってストームグレン半径が小さく抑えられると予想される (Churchwell, 2002)。この場合 HII 領域は重力的に束縛されている可能性が考えられる。この場合は電離ガスに対する重力半径が HII 領域のサイズ上限を与えることになる。例えば燃焼時開始時の星質量が 20 太陽質量程度と仮定した場合、電離ガス (10^4 K) に対する重力半径は 100 au 前後であり、SKA1 で手が届くサイズと言える。また光学的に厚いセンチ波帯であれば電波ジェットに比べてフラックスは大きく (~ 15 mJy @ 1 kpc, 8GHz)、輝度温度 10^4 K 程度のコンパクト点源として検出されると予想される。このような極小 HII 領域を検出することができれば、大質量原始星の”点火”時の質量を観測的に推定することが可能であり、理論モデルと組み合わせることで原始星進化経路を明らかにすることができる。極小 HII 領域の寿命は不確定ではあるが、例えば Hosokawa & Omukai (2009) にあるように、降着率が $10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ で成長した大質量原始星が $20 M_{\odot}$ で核燃焼を開始し、 $30 M_{\odot}$ で降着を終えるとすると、最大で 10^4 年程度存在する可能性がある。これは UCHII 領域の統計的な寿命 (10^5 yr) や典型的な大質量原始星のタイムスケール(数万年)よりも短い。よってターゲットサーベイよりは、星団形成クランプの網羅的な電波源探査を行うなど、電波ジェットなどと抱き合わせでの観測が現実的であろう。

10.3.8 SKA1 による観測 3: 降着バーストの探査

現在報告されている降着バースト現象では、いずれもセンチ波メーザーでの増光(例えば図 10.10)を伴うことから、中心星光度変動による励起環境の変化 (Burns et al., 2020a) や、電離ガス量変化による直接的な種光子の増加が予想される。SKA の広い視野を用いて直接的なセンチ波連続波によるバースト現象探査を行い、メーザーによる探査と比べることでバーストの起源および原始星の状態についてより直接的な示唆が得られると期待される。

上でも述べたように、HII 領域の無い若い天体においてセンチ波帯の電波連続波では、おもに中心星からのジェットがトレースされる。爆発的降着現象に伴う電波光度の変動においても、質量降着によって新たに放出されたジェットの活動性を反映している例が報告されている (Cesaroni et al.,

2018)。こうしたジェットの高活動性を調査し、降着による星の光度変化を反映するミリ波サブミリ波帯での円盤におけるダスト熱放射と合わせることで、理論的に予想される質量降着や質量放出現象の時間変動 (Matsushita et al., 2017) に対する理解につながるという点で、重要な観測となるだろう。また天体数が増えることで降着衝撃波による電離ガスの生成などジェット以外の現象によってセンチ波増光が起こるようなケースが検出される可能性も期待される。

バースト後のフォローアップ観測では、増減光期間 (~ 数ヶ月) の変化を十分な時間分解能でとらえる必要がある。SKA1 で高頻度かつ長期のモニターを実現するためには他分野と共同で銀河面の定期モニター観測を行うなどの工夫が必要であろう。できれば各種レーザー輝線も同時にイメージング観測を行うことが望ましいが、強度変動自体のモニターは上述した M2O によってカバー可能である。

10.3.9 SKA1 による観測 4: ハローレーザー

様々な空間周波数の観測から星間レーザーは VLBI で観測されるコンパクトなコアが、淡く広がったハローに包まれた構造をしていることがわかっている。VLBI で検出されるフラックスは時としてレーザー源の全フラックスに対して 10% 以下に満たないこともあり、十分な uv-サンプリングを実現できる SKA によってハローレーザーの構造をしっかりと抑えることで、レーザー源の本質的な空間構造を捉えることができると期待される。また基線数の多い SKA では、サイドローブによる miss detection などを避けて微弱なレーザー源を多数検出できると期待される。その上で SKA-VLBI によって多数のレーザー源の運動を追跡することで、レーザーの運動が実体を伴うか否かを検証し (例えば図 10.10)、ALMA 長基線による観測スケールで 3 次元的な星周ガスダイナミクスを正確に捉えること可能になると期待される。また同時に高い周波数分解能 (要確認)/感度によってゼーマン分裂を検出できる機会は自ずと増えると期待されるため、小スケールでの磁場強度に直接的制限をかけることが期待される。

10.3.10 SKA1 による観測 5: 特異アウトフロー天体と原始星合体

星形成領域、特に大質量星形成領域では、ほぼ等方的に高速 (100 km s^{-1}) で放出される爆発的アウトフローが観測されることがある。有名な例は、オリオン KL 天体における、赤外線や可視光、電波での CO 輝線による「フィンガー構造」を持ったアウトフローが挙げられる (Bally et al., 2020) が、他の星形成領域でも同様の例が報告されている (Zapata et al., 2017)。オリオン KL の場合、爆発的アウトフローの力学年齢は 500 年程度と推定されている。興味深いことに、この爆発的アウトフロー中心付近には、お互いに遠ざかる固有運動を示す大質量原始星 BN 天体と電波源 I (Source I) の存在が知られており、大質量原始星の重力相互作用によって重力エネルギーが解放されて、爆発的アウトフローを発生したと解釈されている (Bally et al., 2011, 2020)。この現象では、電波源 I が近接連星系を形成したと考えることで、系の質量と速度 (運動量)、解放された重力エネルギーを説明することが可能である。もしこれが正しければ、SKA による広視野サーベイとモニターによって星形成領域の固有運動計測を行い、大質量星形成領域における質量降着過程や連星形成機構、あるいはかつて大質量星形成過程の 1 つの可能性として考えられていた恒星の合体成長についての知見を得ることが可能になる。また SKA2 においては原始連星系の空間分解観測も有望であり、統計的に連星間距離を調べることでそのような合体现象の可能性を議論することが期待される。

10.3.11 SKA1 による観測 6: SKA-VLBI による観測

SKA では高い感度により μJy レベルの微弱な電波源を検出することが可能であるものの、周波数が比較的低いいため、SKA1 単体では分解能が 0.1 秒角程度 (1 kpc の天体で 100 au) しか得られないという制限がある。この分解能では、個々の大質量原始星の空間構造を分解することができず、ALMA や VLA に対する優位性が得られない。一方で、SKA を他の高感度なアンテナ、例えば GBT をはじめとした 100 m クラスの電波望遠鏡や FAST、Arecibo など 300 m クラスのアンテナ、将来的には phased-ALMA band 1 や ngVLA との共通の点域で観測が可能であれば、究極の高感度 VLBI 撮像観測が実現することになる。若い O 型星や WR 星の場合、連星間の恒星風衝突の衝撃波などに起因する非熱的電波放射が観測される。そうした若い大質量星からの非熱電波を多天体について直接 VLBI 検出することができれば星団の正確な距離決定や、星団メンバーの相對運動を統計的に理解することが可能となるだろう。後者は星団形成時の力学環境の推定を通じて、母体雲内でのガス衝突/分子雲衝突など大質量星団の起源を検証することが期待される。また星団年齢に応じた内部運動の変化を調べることで星団の力学進化を直接的に理解できる可能性がある。

恒星からの電波放射はコンパクトであり大陸間基線でも分解されずに検出可能であり、VLBA を用いた大質量連星の観測例では 10 mJy 程度の天体が検出されている (Dougherty et al., 2005)。一方、現在国内の 30 m 級アンテナを用いた VLBI 観測の場合、センチ波帯では 10 分間のコヒーレント積分で 1-2 mJy 程度の検出感度が達成されている。SKA を含めた基線では 1 桁以上感度が向上することから、大幅に検出天体数が伸びることが期待される。

10.4 有機高分子および生命前駆体の探査

10.4.1 科学的背景

分子雲中の高密度コア (分子雲コア) はその自己重力によって徐々に収縮し、それに伴い中心の密度・温度は上昇する。ガス密度が十分に高くなると原始星が誕生し、同時に角運動量を持ったガスが星の周囲に降着することで原始惑星系円盤が作られる。この星形成の各段階で様々な有機分子が作られると考えられている (図 10.14)。分子雲中ではギ酸メチル (HCOOCH_3)、ジメチルエーテル (CH_3OCH_3)、ホルムアミド (NH_2CHO) やグリコールアルデヒド (HCOCH_2OH) などの複雑な有機分子 (Complex organic molecules, COMs) が観測されている (例えば, Sakai et al. (2006, 2014); Jørgensen et al. (2016); López-Sepulcre et al. (2017); Soma et al. (2018))。このような複雑な有機分子は分子雲中から惑星形成の現場である原始惑星系円盤に輸送されている可能性がある (Oya et al., 2016)。原始惑星系円盤にも多数の有機分子が観測されており (例えば Öberg et al. (2015); Walsh et al. (2016); Favre et al. (2018); Podio et al. (2019))、さらに太陽系初期の化学組成を保存していると考えられている彗星にも様々な有機分子が含まれることが分かっている (Altwegg et al., 2016)。分子雲、コア、原始惑星系円盤の各段階で複雑な有機分子がどのように分布しているのかを観測的に明らかにすることは有機物の形成現場の特定、さらに我々を構成する有機物がどのようにできたかという問題に直結する重要な課題である。

とりわけタンパク質のもととなるアミノ酸の観測は生命誕生の起源に直接関連するものとして注目されている。特にアミノ酸のうち最も単純な構造を持つグリシンは隕石や彗星にも含まれており、地球外環境でも形成されうるといことが分かっている。そのため、星形成の現場である分子雲コアや原始惑星系円盤でも検出が期待されている。しかし、未だ検出例はなくグリシンの形成が星形成のどの段階で起こっているのか、そもそも太陽系以外で形成可能なのかについても

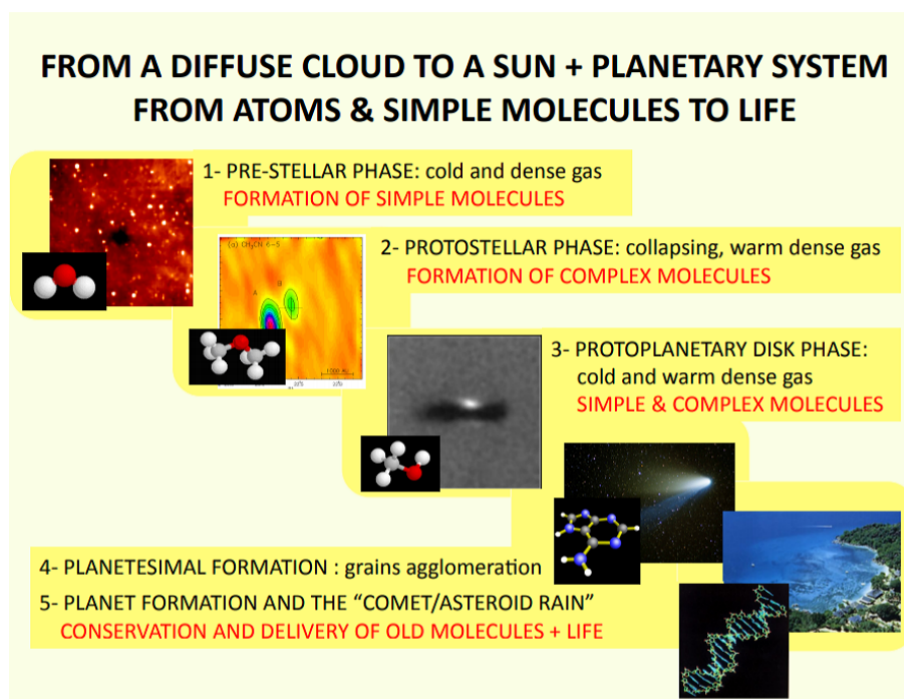


図 10.14: 星形成過程とそれに伴う化学変化の模式図 (Caselli & Ceccarelli (2012) より引用)。星形成の各段階で有機分子は合成されると考えられており、特に星形成前後のコアでは複雑な有機分子が存在することが分かっている。

観測的には不明である。大型有機分子の形成経路の特定、およびグリシンなどのアミノ酸の検出が現状における最重要の課題である。

10.4.2 国際ワーキンググループでのサイエンス

グリシンの検出可能性

国際 SKA サイエンスブック 2015 では主に以下の (a) 原始星形成の前段階にある冷たい分子雲コア (以下冷たいコア)、(b) 原始星形成後、原始星からの輻射によって温度の上昇したコア (以下暖かいコア)、(c) 大質量星周辺での 3つのケースについて複雑な有機分子の検出について述べている。ここでは太陽程度の小質量星形成領域の星形成以前および以後のコアでの主にグリシンの検出について述べる。

グリシンの検出可能性:星形成前の冷たいコアの場合

プロピレン (CH_2CHCH_3) やアセトアルデヒド (CH_3CHO) などの大型有機分子は星形成前の冷たいコアの段階でも観測されており、アミノ酸も同様に検出される可能性がある。冷たいコアの段階ではほとんどの大型有機分子はダスト表面に凍結していると考えられる。しかし、Jiménez-Serra et al. (2014) では宇宙線によって誘起された UV 光によってダストの表層が融解すると仮定すれば星形成前のコアでもグリシンの検出が可能であるとしている。実際に、L1544 では中心星から数

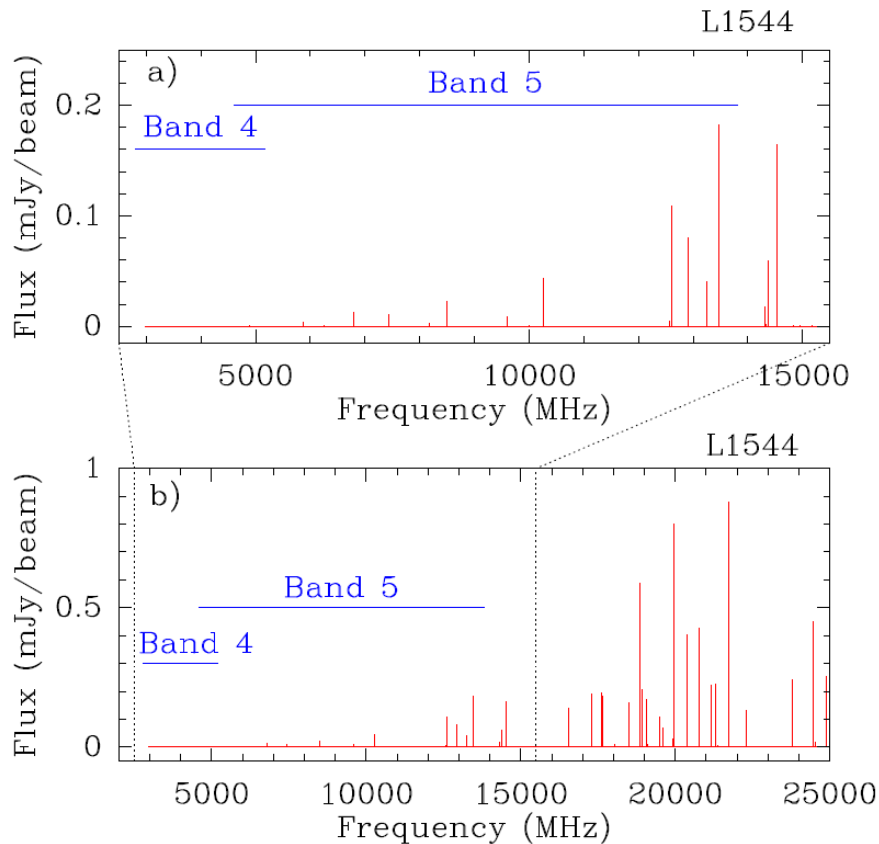


図 10.15: 星形成前の冷たいコア L1544 の物理構造 Caselli et al. (2012) を用いて計算された 2.5 GHz – 15.5 GHz でのグリシン輝線の強度分布 (SKA サイエンスブック 2015 から引用)。固相におけるグリシンと氷の存在比は 10^{-4} で、LTE を仮定して計算されている。下図は 2.5 GHz – 25GHz でのグリシン輝線強度。グリシン輝線は 20 GHz 付近が最も強いため (他の輝線帯の 2–3 倍程度)、SKA Band 5 が 25GHz まで拡張されたとすればグリシンの観測可能性は格段に高まる。

1000 AU 離れた低温領域で水蒸気が観測されており (Caselli et al., 2012), これは UV によるダスト表層の融解を示している可能性がある。

星形成前のコアの温度は典型的に 10K 以下であり、このような低温環境下では少数の低エネルギー遷移輝線のみが励起されるため輝線の混線がない。さらに音速も小さく輝線の線幅は 0.5 km s^{-1} 程度であるため、一つ一つの輝線を正確に識別できるという利点がある。一方で大部分のグリシンはダスト上に凍結しており、気相に存在するグリシンは微量であるため輝線強度は弱い。

図 10.15 では、L1544 コアで予測されるグリシンの輝線強度を示している (グリシンの気相での存在比は 8×10^{-11} を仮定)。SKA1-MID Band5 でカバーする周波数帯ではいくつかの $S/N > 3$ 以上のグリシンの輝線が含まれている。しかし、輝線強度が弱いため、検出には 1000 時間以上の積分時間が必要である。もし、SKA Band5 が 25 GHz まで拡張されればより多くのグリシン輝線が含まれるため、検出のための積分時間は 1/10 程度まで短縮できると見積もられる。

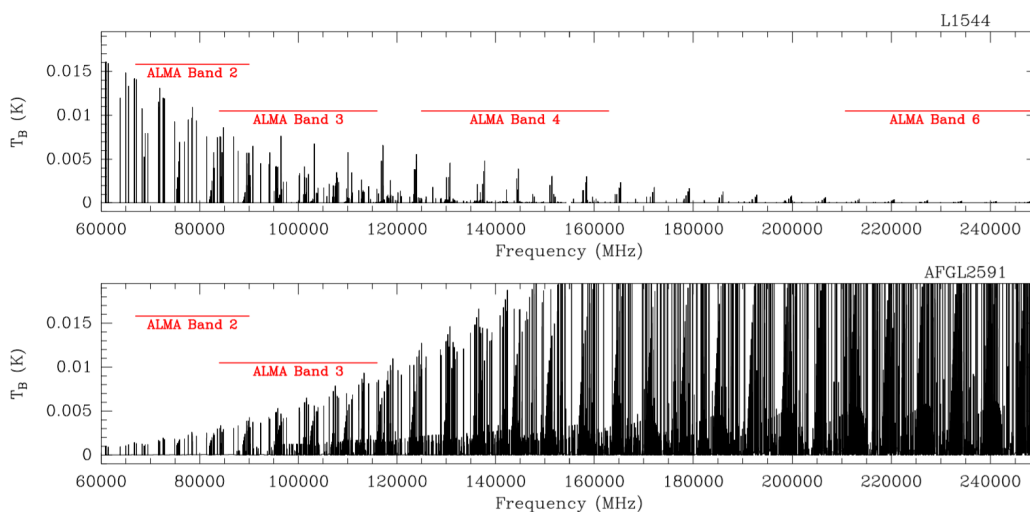


図 10.16: (上図) 星形成前の冷たいコア L1544 の物理構造を用いて計算された 60 GHz – 250GHz でのグリシン輝線の強度分布 (LTE)。(下図) 上図と同様だが、星形成後の暖かいコア AFGL2591 の物理構造を用いて計算されている。

グリシンの検出可能性:星形成後の暖かいコアの場合

コアの内部に原始星が形成されると、星からの放射や円盤降着時のショックによって加熱され、ダスト上に凍結していた大型有機分子は気相に放出されると考えられる。そのため、星形成前の冷たいコアの場合よりも強い輝線を放つことが期待される。しかし、そのような高温領域では多数の分子輝線が励起され、さらに線幅も広くなり、一つ一つの輝線を識別することが困難になる。図 10.16 の上図では冷たいコア (L1544) を想定したシミュレーションから得られたグリシンの輝線強度、下図では暖かいコア (AFGL2591) を想定したときのグリシン輝線を示している (Jiménez-Serra et al., 2012)。前節で述べたように冷たいコアの場合は輝線の数がかつ線幅も狭いため、一つ一つの輝線を区別することができる。しかし、暖かいコアの場合 (下図) では高周波領域でグリシンは強い輝線を放つが分子輝線の数も多くまた線幅も広いため、輝線を識別することは困難である。さらに重要なことは、暖かいコアの場合では低周波数側ほど輝線強度が弱くなり、SKA がカバーする低周波数側ではごく弱い輝線しか期待できないことである。

重水素化合物の検出：冷たいコアの場合

低温環境下では大部分の分子はダスト上に凍結していると考えられる。ダスト上でも水素分子は他の分子に比べ軽いため比較的自由に動くことができ、他の分子と化合すると考えられている (水素化)。その結果、 HCO 、 H_2CO 、 CH_3OH が順次形成される。さらに、重水素 (D) と水素化された分子内の H と入れ替える反応は吸熱のため、水素化された分子内の水素は徐々に重水素に置き換えられると考えられる。従って、低温コア内では時間経過とともに CH_2DOH や CH_3OD などが形成されると考えられている。一方で、いったん原始星が形成されると星からの放射によってダスト上に凍結されていた分子が気相に放出される。さらに周囲のガス温度が高くなると逆吸熱反応が有利になり、重水素化合物は徐々に破壊されると考えられる。従って、重水素化合物の検出は星形成直後のコアを特定する強力な指標になりうる。

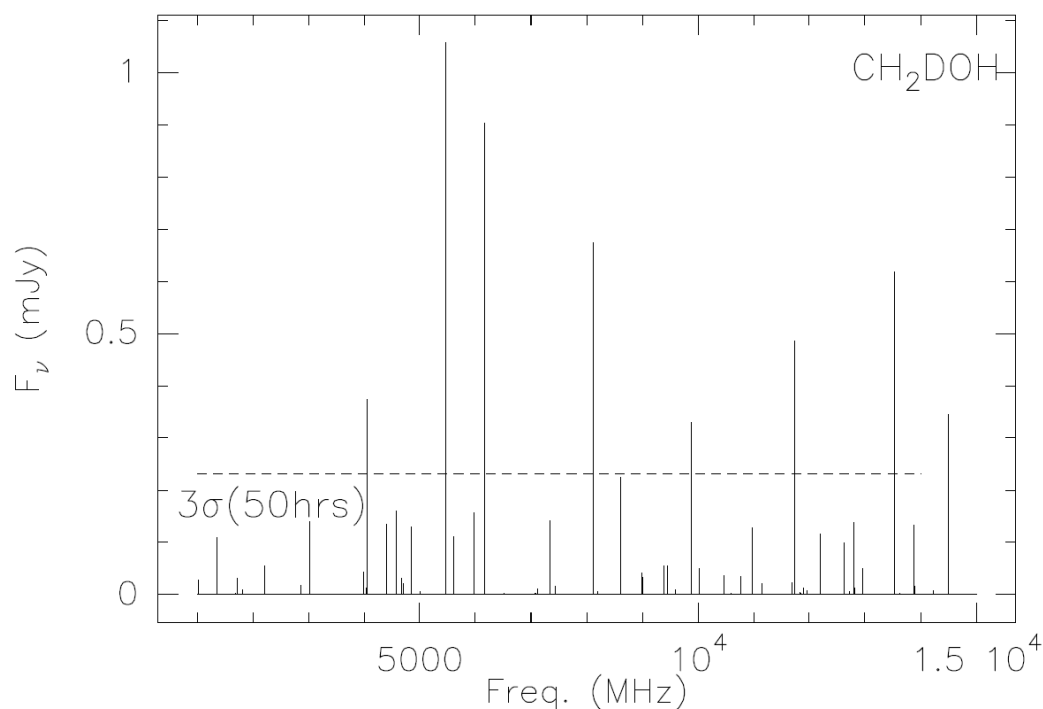


図 10.17: GILDAS-Weeds パッケージ (Maret et al., 2011) を用いて得られた CH_2DOH の 1 ~ 15 GHz 帯での合成スペクトル (国際 SKA サイエンスブック 2015 から引用)。計算は LTE で $T_{\text{kin}} = 20 \text{ K}$ で $N(\text{CH}_2\text{DOH}) = 5 \times 10^{15} / \text{cm}^2$ で天体の視半径は $1''$ 、および輝線の半値全幅を 1 km/s としている。水平破線は 50 時間の積分時間で 3σ の検出が可能な強度を示している。

重水素化合物の輝線は弱いため、他の分子の輝線によって容易に埋もれてしまう。しかし、図 10.17 で示されるように 1 ~ 15 GHz の帯域では他の分子輝線に邪魔されることなく CH_2DOH のいくつかの輝線を観測される可能性がある。図 10.17 の場合は、50 時間程度の積分時間が確保できれば CH_2DOH の輝線が 3σ で検出できると期待される。

10.4.3 日本ワーキンググループでの検討状況

国際 SKA サイエンスブックの内容をもとにグリシンなどの大型有機分子の検出が可能かどうか改めて検討を行った。ここではその結果を述べる。

星形成前の冷たいコアでのグリシンの検出可能性

グリシン輝線はガスの温度が高くなると、輝線幅が広くなりさらに多数の輝線が励起されるためグリシン輝線を特定するのが困難になる。さらに、星形成後の暖かいコアで期待される温度帯では比較的高エネルギー輝線のみが励起され、SKA がカバーする ~ 1 GHz の周波数帯の輝線強度は非常に弱いと考えられる。そのため、SKA でのグリシン検出のターゲットとしては星形成前の冷たいコアのほうが可能性が高い。しかし、星形成前の冷たいコアではグリシン輝線そのものが弱いため検出には非常に長い積分時間が必要となる。L1544 の場合では、視半径が 12 秒角、Line

intensity を $0.15 \text{ mJy beam}^{-1}$ とすると 3σ の検出には大体 300 時間の積分時間が必要となる。SKA Band 5 が 25 GHz まで拡張されたとしても ~ 30 時間という大きな積分時間が必要である。

SKA band 5 がカバーする周波数帯に比べ、ALMA band 1,2 がカバーする周波数帯のほうがより多くのグリシン輝線が含まれている (図 10.16)。そのため、ALMA band 1,2 を使った方がより短い積分時間でグリシンを検出できる可能性がある。しかし、SKA の視野は ALMA のそれに比べ非常に広いため、複数の YSOs (Yong Stellar Objects) を一度に観測することが可能である。例えばへびつかい座 ρ 星形成領域では約 20 程度の YSOs を同時に観測できる。そこで 300 時間の観測を行えば、1 天体あたりの積分時間は 15 時間程度となり 1 天体当たりの時間としてはそれほど長くない。Band 5 が 25 GHz まで拡張されれば 1 天体あたりの積分時間は 1.5 時間まで短縮され、近傍星形成領域でのグリシンの探査が可能になるだろう。

重水素化合物およびその他の高分子の冷たいコアでの検出可能性

グリシンの場合と同様に重水素化合物やその他の高分子も冷たいコア段階のほうが検出の可能性は高い。しかし、高分子のほとんどがダスト上に凍結しており気相にはごく一部しか放出されないうえに低温のためそれらの輝線は弱い。そのため、それら高分子の検出のためには非常に長い積分時間 (数十時間) が必要である。SKA1 での高分子の検出可能性という観点ではこの数十時間の積分時間が確保できるかどうかネックとなる。上記のように、複数コアを一度に観測する手法を取れば 1 天体当たりの時間は短縮できるため、星形成領域での探査が主になると考えられる。もし SKA2 が実現したとすると、必要積分時間は数時間程度に短縮されるため、SKA の広視野を生かした大規模な COMs の探査が可能になるだろう。

星形成後のコアでの複雑な有機分子の検出可能性

暖かいコアではダスト上に凍結していた大型有機分子が気相に放出される。図 10.16 で見たように、それらの大型有機分子の輝線は高周波域では輝線が多いおよび線幅が太いため個々の輝線を同定することは難しい。しかし、SKA でカバーされる低周波域では輝線の数が少ないため、個々の輝線を識別し、有機分子を特定できる可能性がある。一方で、低周波域で輝線が弱いことに加え、原始星周りでは $\nu < 100 \text{ GHz}$ で電子の制動放射が卓越し始める (図 10.6) そのため、それらの有機分子の検出には非常に長い積分時間が必要となることが予測される。

参考文献

- ALMA Partnership, Brogan, C. L., Pérez, L. M., Hunter, T. R., Dent, W. R. F., Hales, A. S., Hills, R. E., Corder, S., Fomalont, E. B., Vlahakis, C., Asaki, Y., Barkats, D., Hirota, A., Hodge, J. A., Impellizzeri, C. M. V., Kneissl, R., Liuzzo, E., Lucas, R., Marcelino, N., Matsushita, S., Nakanishi, K., Phillips, N., Richards, A. M. S., Toledo, I., Aladro, R., Broguiere, D., Cortes, J. R., Cortes, P. C., Espada, D., Galarza, F., Garcia-Appadoo, D., Guzman-Ramirez, L., Humphreys, E. M., Jung, T., Kamenno, S., Laing, R. A., Leon, S., Marconi, G., Mignano, A., Nikolic, B., Nyman, L.-A., Radiszcz, M., Remijan, A., Rodón, J. A., Sawada, T., Takahashi, S., Tilanus, R. P. J., Vila Vilaro, B., Watson, L. C., Wiklind, T., Akiyama, E., Chapillon, E., de Gregorio-Monsalvo, I., Di Francesco, J., Gueth, F., Kawamura, A., Lee, C.-F., Nguyen Luong, Q., Mangum, J., Pietu, V., Sanhueza, P., Saigo, K., Takakuwa, S., Ubach, C., van Kempen, T., Wootten, A., Castro-Carrizo, A., Francke, H., Gallardo, J., Garcia, J., Gonzalez, S., Hill, T., Kaminski, T., Kurono, Y., Liu, H.-Y., Lopez, C., Morales, F., Plarre, K., Schieven, G., Testi, L., Videla, L., Villard, E., Andreani, P., Hibbard, J. E., & Tatematsu, K. 2015, *ApJ*, 808, L3
- Altwegg, K., Balsiger, H., Bar-Nun, A., Berthelier, J. J., Bieler, A., Bochsler, P., Briois, C., Calmonte, U., Combi, M. R., Cottin, H., De Keyser, J., Dhooghe, F., Fiethe, B., Fuselier, S. A., Gasc, S., Gombosi, T. I., Hansen, K. C., Haessig, M., Jäckel, A., Kopp, E., Korth, A., Le Roy, L., Mall, U., Marty, B., Mousis, O., Owen, T., Reme, H., Rubin, M., Semon, T., Tzou, C. Y., Waite, J. H., & Wurz, P. 2016, *Science Advances*, 2, e1600285
- Bally, J., Cunningham, N. J., Moeckel, N., Burton, M. G., Smith, N., Frank, A., & Nordlund, A. 2011, *ApJ*, 727, 113
- Bally, J., Ginsburg, A., Forbrich, J., & Vargas-González, J. 2020, *ApJ*, 889, 178
- Beuther, H., Kerp, J., Preibisch, T., Stanke, T., & Schilke, P. 2002, *A&A*, 395, 169
- Brogan, C. L., Hunter, T. R., Cyganowski, C. J., Chibueze, J. O., Friesen, R. K., Hirota, T., MacLeod, G. C., McGuire, B. A., & Sobolev, A. M. 2018, *ApJ*, 866, 87
- Brown, R. L. & Marscher, A. P. 1977, *ApJ*, 212, 659
- Burns, R. A., Orosz, G., Bayandina, O., Surcis, G., Olech, M., MacLeod, G., Volvach, A., Rudnitskii, G., Hirota, T., Immer, K., Blanchard, J., Marcote, B., van Langevelde, H. J., Chibueze, J. O., Sugiyama, K., Kim, K.-T., Val'tts, I., Shakhvorostova, N., Kramer, B., Baan, W. A., Brogan, C., Hunter, T., Kurtz, S., Sobolev, A. M., Brand, J., & Volvach, L. 2020a, *MNRAS*, 491, 4069
- Burns, R. A., Sugiyama, K., Hirota, T., Kim, K.-T., Sobolev, A. M., Stecklum, B., MacLeod, G. C., Yonekura, Y., Olech, M., Orosz, G., Ellingsen, S. P., Hyland, L., Caratti o Garatti, A., Brogan, C., Hunter, T. R., Phillips, C., van den Heever, S. P., Eislöffel, J., Linz, H., Surcis, G., Chibueze, J. O., Baan, W., & Kramer, B. 2020b, *Nature Astronomy*, 10
- Caratti o Garatti, A., Stecklum, B., Garcia Lopez, R., Eislöffel, J., Ray, T. P., Sanna, A., Cesaroni, R., Walmsley, C. M., Oudmaijer, R. D., de Wit, W. J., Moscadelli, L., Greiner, J., Krabbe, A., Fischer, C., Klein, R., & Ibañez, J. M. 2017, *Nature Physics*, 13, 276
- Carrasco-González, C., Henning, T., Chandler, C. J., Linz, H., Pérez, L., Rodríguez, L. F., Galván-Madrid, R., Anglada, G., Birnstiel, T., van Boekel, R., Flock, M., Klahr, H., Macías, E., Menten, K., Osorio, M., Testi, L., Torrelles, J. M., & Zhu, Z. 2016, *ApJ*, 821, L16
- Carrasco-González, C., Rodríguez, L. F., Anglada, G., Martí, J., Torrelles, J. M., & Osorio, M. 2010, *Science*, 330, 1209
- Carrasco-González, C., Sierra, A., Flock, M., Zhu, Z., Henning, T., Chandler, C., Galván-Madrid, R., Macías, E., Anglada, G., Linz, H., Osorio, M., Rodríguez, L. F., Testi, L., Torrelles, J. M., Pérez, L., & Liu, Y. 2019, *ApJ*, 883, 71
- Caselli, P. & Ceccarelli, C. 2012, *A&A Rev.*, 20, 56
- Caselli, P., Keto, E., Bergin, E. A., Tafalla, M., Aikawa, Y., Douglas, T., Pagani, L., Yildiz, U. A., van der Tak, F. F. S., Walmsley, C. M., Codella, C., Nisini, B., Kristensen, L. E., & van Dishoeck, E. F. 2012, *ApJ*, 759, L37
- Cesaroni, R., Moscadelli, L., Neri, R., Sanna, A., Caratti o Garatti, A., Eislöffel, J., Stecklum, B., Ray, T., & Walmsley, C. M. 2018, *A&A*, 612, A103
- Chandrasekhar, S. & Fermi, E. 1953, *ApJ*, 118, 113
- Cho, J. & Yoo, H. 2016, *ApJ*, 821, 21
- Churchwell, E. 2002, *ARA&A*, 40, 27
- Crutcher, R. M. 2012, *ARA&A*, 50, 29
- Cummings, A. C., Stone, E. C., Heikkilä, B. C., Lal, N., Webber, W. R., Jóhannesson, G., Moskalenko, I. V., Orlando, E., & Porter, T. A. 2016, *ApJ*, 831, 18

- Curiel, S., Ho, P. T. P., Patel, N. A., Torrelles, J. M., Rodríguez, L. F., Trinidad, M. A., Cantó, J., Hernández, L., Gómez, J. F., Garay, G., & Anglada, G. 2006, *ApJ*, 638, 878
- Dougherty, S. M., Beasley, A. J., Claussen, M. J., Zauderer, B. A., & Bolingbroke, N. J. 2005, *ApJ*, 623, 447
- Dzib, S. A., Rodríguez, L. F., Loinard, L., Mioduszewski, A. J., Ortiz-León, G. N., & Araudo, A. T. 2013, *ApJ*, 763, 139
- Favre, C., Fedele, D., Semenov, D., Parfenov, S., Codella, C., Ceccarelli, C., Bergin, E. A., Chapillon, E., Testi, L., Hersant, F., Lefloch, B., Fontani, F., Blake, G. A., Cleaves, L. I., Qi, C., Schwarz, K. R., & Taquet, V. 2018, *ApJ*, 862, L2
- Forbrich, J., Rivilla, V. M., Menten, K. M., Reid, M. J., Chandler, C. J., Rau, U., Bhatnagar, S., Wolk, S. J., & Meingast, S. 2016, *ApJ*, 822, 93
- Güdel, M. 2002, *ARA&A*, 40, 217
- Hirota, T., Machida, M. N., Matsushita, Y., Motogi, K., Matsumoto, N., Kim, M. K., Burns, R. A., & Honma, M. 2017, *Nature Astronomy*, 1, 0146
- Hirota, T., Tsuboi, M., Fujisawa, K., Honma, M., Kawaguchi, N., Kim, M. K., Kobayashi, H., Imai, H., Omodaka, T., Shibata, K. M., Shimoikura, T., & Yonekura, Y. 2011, *ApJ*, 739, L59
- Hofner, P., Cesaroni, R., Olmi, L., Rodríguez, L. F., Martí, J., & Araya, E. 2007, *A&A*, 465, 197
- Honma, M., Yoon, K. C., Bushimata, T., Fujii, T., Hirota, T., Horiai, K., Imai, H., Inomata, N., Ishitsuka, J., Iwadate, K., Jike, T., Kameya, O., Kamohara, R., Kan-Ya, Y., Kawaguchi, N., Kobayashi, H., Kuji, S., Kurayama, T., Manabe, S., Miyaji, T., Nakagawa, A., Nakashima, K., Nagayoshi, R., Omodaka, T., Oyama, T., Rioja, M., Sakai, S., Sakakibara, S.-I., Sato, K., Sasao, T., Shibata, M. K., Shimizu, R., Sora, K., Suda, H., Tamura, Y., & Yamashita, K. 2004, *PASJ*, 56, L15
- Hosokawa, T. & Omukai, K. 2009, *ApJ*, 691, 823
- Hunter, T. R., Brogan, C. L., MacLeod, G. C., Cyganowski, C. J., Chibueze, J. O., Friesen, R., Hirota, T., Smits, D. P., Chandler, C. J., & Indebetouw, R. 2018, *ApJ*, 854, 170
- Jiménez-Serra, I., Martín-Pintado, J., Báez-Rubio, A., Patel, N., & Thum, C. 2011, *ApJ*, 732, L27
- Jiménez-Serra, I., Testi, L., Caselli, P., & Viti, S. 2014, *ApJ*, 787, L33
- Jiménez-Serra, I., Zhang, Q., Viti, S., Martín-Pintado, J., & de Wit, W. J. 2012, *ApJ*, 753, 34
- Johansen, A., Oishi, J. S., Mac Low, M.-M., Klahr, H., Henning, T., & Youdin, A. 2007, *Nature*, 448, 1022
- Johnston, K. G., Hoare, M. G., Beuther, H., Kuiper, R., Kee, N. D., Linz, H., Boley, P., Maud, L. T., Ahmadi, A., & Robitaille, T. P. 2020, *A&A*, 634, L11
- Jørgensen, J. K., van der Wiel, M. H. D., Coutens, A., Lykke, J. M., Müller, H. S. P., van Dishoeck, E. F., Calcutt, H., Bjerkeli, P., Bourke, T. L., Drozdovskaya, M. N., Favre, C., Fayolle, E. C., Garrod, R. T., Jacobsen, S. K., Öberg, K. I., Persson, M. V., & Wampfler, S. F. 2016, *A&A*, 595, A117
- Kounkel, M., Hartmann, L., Loinard, L., Ortiz-León, G. N., Mioduszewski, A. J., Rodríguez, L. F., Dzib, S. A., Torres, R. M., Pech, G., Galli, P. A. B., Rivera, J. L., Boden, A. F., Evans, Neal J., I., Briceño, C., & Tobin, J. J. 2017, *ApJ*, 834, 142
- Kumar, M. S. N., Contreras Peña, C., Lucas, P. W., & Thompson, M. A. 2016, *ApJ*, 833, 24
- Kurtz, S., Churchwell, E., & Wood, D. O. S. 1994, *ApJS*, 91, 659
- Lee, C.-F., Ho, P. T. P., Li, Z.-Y., Hirano, N., Zhang, Q., & Shang, H. 2017, *Nature Astronomy*, 1, 0152
- Lin, M.-K., Krumholz, M. R., & Kratter, K. M. 2011, *MNRAS*, 416, 580
- López-Sepulcre, A., Sakai, N., Neri, R., Imai, M., Oya, Y., Ceccarelli, C., Higuchi, A. E., Aikawa, Y., Bottinelli, S., Caux, E., Hirota, T., Kahane, C., Lefloch, B., Vastel, C., Watanabe, Y., & Yamamoto, S. 2017, *A&A*, 606, A121
- MacLeod, G. C., Smits, D. P., Goedhart, S., Hunter, T. R., Brogan, C. L., Chibueze, J. O., van den Heever, S. P., Thesner, C. J., Banda, P. J., & Paulsen, J. D. 2018, *MNRAS*, 478, 1077
- Maret, S., Hily-Blant, P., Pety, J., Bardeau, S., & Reynier, E. 2011, *A&A*, 526, A47
- Matsushita, Y., Machida, M. N., Sakurai, Y., & Hosokawa, T. 2017, *MNRAS*, 470, 1026
- Moscadelli, L., Cesaroni, R., Rioja, M. J., Dodson, R., & Reid, M. J. 2011, *A&A*, 526, A66
- Moscadelli, L., Sanna, A., Goddi, C., Walmsley, M. C., Cesaroni, R., Caratti o Garatti, A., Stecklum, B., Menten, K. M., & Kraus, A. 2017, *A&A*, 600, L8
- Motogi, K., Hirota, T., Machida, M. N., Yonekura, Y., Honma, M., Takakuwa, S., & Matsushita, S. 2019, *ApJ*, 877, L25
- Motogi, K., Sorai, K., Honma, M., Hirota, T., Hachisuka, K., Niinuma, K., Sugiyama, K., Yonekura, Y., & Fujisawa, K. 2016, *PASJ*, 68, 69
- Nakamura, F., Kamenno, S., Kusune, T., Mizuno, I., Dobashi, K., Shimoikura, T., & Taniguchi, K. 2019, *PASJ*, 114
- Öberg, K. I., Guzmán, V. V., Furuya, K., Qi, C., Aikawa, Y., Andrews, S. M., Loomis, R., & Wilner, D. J. 2015, *Nature*, 520, 198
- Okuzumi, S., Tanaka, H., Kobayashi, H., & Wada, K. 2012, *ApJ*, 752, 106
- Oya, Y., Sakai, N., López-Sepulcre, A., Watanabe, Y., Ceccarelli, C., Lefloch, B., Favre, C., & Yamamoto, S. 2016, *ApJ*, 824, 88
- Padovani, M. & Galli, D. 2018, *A&A*, 620, L4
- Phan, V. H. M., Morlino, G., & Gabici, S. 2018, *MNRAS*, 480, 5167
- Podio, L., Bacciotti, F., Fedele, D., Favre, C., Codella, C., Rygl, K. L. J., Kamp, I., Guidi, G., Bianchi, E., Ceccarelli, C., Coffey, D., Garufi, A., & Testi, L. 2019, *A&A*, 623, L6
- Reid, M. J., Menten, K. M., Greenhill, L. J., & Chandler, C. J. 2007, *ApJ*, 664, 950

- Rodmann, J., Henning, T., Chandler, C. J., Mundy, L. G., & Wilner, D. J. 2006, *A&A*, 446, 211
- Rodríguez, L. F., Moran, J. M., Franco-Hernández, R., Garay, G., Brooks, K. J., & Mardones, D. 2008, *AJ*, 135, 2370
- Rosero, V., Hofner, P., Kurtz, S., Cesaroni, R., Carrasco-González, C., Araya, E. D., Rodríguez, L. F., Menten, K. M., Wyrowski, F., Loinard, L., Ellingsen, S. P., & Molinari, S. 2019, *ApJ*, 880, 99
- Sakai, N., Oya, Y., Sakai, T., Watanabe, Y., Hirota, T., Ceccarelli, C., Kahane, C., Lopez-Sepulcre, A., Lefloch, B., Vastel, C., Bottinelli, S., Caux, E., Coutens, A., Aikawa, Y., Takakuwa, S., Ohashi, N., Yen, H.-W., & Yamamoto, S. 2014, *ApJ*, 791, L38
- Sakai, N., Sakai, T., & Yamamoto, S. 2006, *PASJ*, 58, L15
- Soma, T., Sakai, N., Watanabe, Y., & Yamamoto, S. 2018, *ApJ*, 854, 116
- Uchiyama, M. & Ichikawa, K. 2019, *ApJ*, 883, 6
- van den Heever, S. P., van der Walt, D. J., Pittard, J. M., & Hoare, M. G. 2019, *MNRAS*, 485, 2759
- Walsh, C., Loomis, R. A., Öberg, K. I., Kama, M., van 't Hoff, M. L. R., Millar, T. J., Aikawa, Y., Herbst, E., Widicus Weaver, S. L., & Nomura, H. 2016, *ApJ*, 823, L10
- Weidenschilling, S. J. 1977, *MNRAS*, 180, 57
- Wood, D. O. S. & Churchwell, E. 1989, *ApJS*, 69, 831
- Zapata, L. A., Rodríguez-Garza, C., Rodríguez, L. F., Girart, J. M., & Chen, H.-R. 2011, *ApJ*, 740, L19
- Zapata, L. A., Schmid-Burgk, J., Rodríguez, L. F., Palau, A., & Loinard, L. 2017, *ApJ*, 836, 133
- Zhang, Y., Tanaka, K. E. I., Rosero, V., Tan, J. C., Marvil, J., Cheng, Y., Liu, M., Beltrán, M. T., & Garay, G. 2019, *ApJ*, 886, L4
- Zhu, Z., Zhang, S., Jiang, Y.-F., Kataoka, A., Birnstiel, T., Dullemond, C. P., Andrews, S. M., Huang, J., Pérez, L. M., Carpenter, J. M., Bai, X.-N., Wilner, D. J., & Ricci, L. 2019, *ApJ*, 877, L18

著者一覧（○は編集責任者）

○塚本裕介 鹿児島大学
金川和弘 東京大学
元木 業人 山口大学
廣田朋也 国立天文台

第11章 惑星

SKAの観測周波数とも重なる電波の領域で、太陽系内惑星は、いくつかのメカニズムで光っている。図11.1は、木星と太陽が放つ電磁波を大幅に簡略化した図である（フラックスは10 pc 彼方から観測したとしてスケールしてある）。熱輻射に加えて、木星のように固有磁場を持ち磁気圏を形成している天体は、オーロラ電波放射やシンクロトロン放射を生じる。オーロラ電波やシンクロトロン放射は、惑星磁場と周囲のプラズマの相互作用によって生じるため、これらの詳細観測は、磁気圏の構造やエネルギー源の理解に重要な役割を担っている。このような非熱的な電波放射はこれまでGMRTやLOFARなどで観測されているが、これまで観測が難しかった弱い電波放射（局所的な強磁場におけるオーロラ電波、土星のシンクロトロン放射、衛星の影響など）をSKAで観測できれば、惑星磁気圏による電子加速の素過程の解明に本質的な寄与が期待される。熱輻射に関しては、SKAによる高い空間分解能を活かした、惑星表面の熱的な非一様性やその時間変化の検出が期待できる（特に、SKA2では、ALMA以上の空間解像度が期待される）。また、SKAの低い周波数帯では、金星のような分厚い大気を持つような惑星でも大気の光学的厚みが小さくなり、地表面により近い部分をプローブすることができるようになるため、惑星大気の3次元構造の全貌が初めて見えてくるだろう。

また、この中で一際明るいオーロラ電波は、太陽以外の恒星を回る惑星、いわゆる太陽系外惑

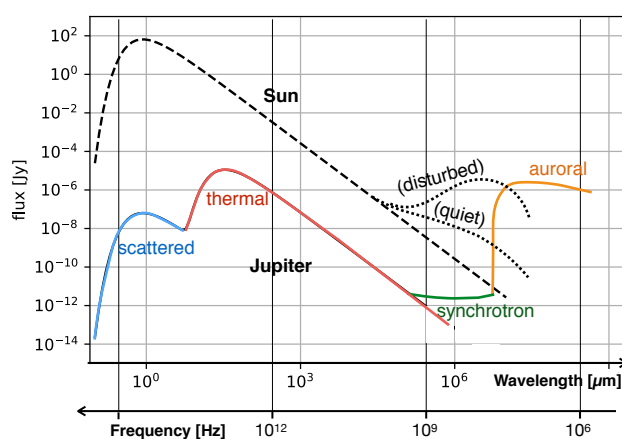


図 11.1: 太陽と木星のスペクトルの模式図。太陽は、5778Kの黒体放射に Jursa (1985)(Chapter 11)の電波スペクトルを重ねたもの。木星は、アルベド 0.5 を仮定した反射光、温度 152 K を仮定した熱輻射と、Zarka et al. (1997) の電波スペクトルを重ね合わせたもの。（実際のスペクトルはこれほど単純ではない。散乱光や熱輻射には惑星大気による吸収線・輝線が生じるし、電波放射は時間的・空間的に変動する。）

星からのものも観測できる可能性がある。オーロラ電波のカットオフの検出は、系外惑星の表面磁場強度を直接的に制限できる唯一の方法であり、それは惑星の内部構造にも密接に関わっている。木星のオーロラ電波の大部分は ~ 40 MHzより低周波なのでSKAの周波数帯には入らないが、より強い表面磁場を持つ惑星のオーロラ電波はSKAで観測可能になる。また、図11.1の木星と太陽の例でもそうであるように、惑星のオーロラ電波放射は、活動性が低いときの主星の電波放射よりも明るくなる可能性があり、その系に望遠鏡を向ければ自然に惑星由来の光が検出できるという意味で観測的に有利である。(これは、通常行われる太陽系外惑星のフォローアップ観測とは異なる点である¹。)ただし、たとえば木星そのものを10pc彼方から見るとそのオーロラ電波放射は $1\mu\text{Jy}$ 程度と微弱である。2019年11月現在で、太陽系外惑星のオーロラ電波の確定的な検出報告は、まだない。SKAによる高感度観測で、多様な太陽系外惑星のオーロラ電波の観測が進めば、他の方法では直接検出が難しい惑星磁気圏の様子、ひいては惑星の内部構造や衛星系といった情報にアクセスできるようになると期待される。

また、この周波数帯での太陽系外惑星観測のサイエンスは、惑星自身からのオーロラ電波の観測にとどまらない。たとえば、主星と(主星近傍の)惑星が磁氣的に結合することによる主星からのオーロラ電波放射も、この周波数帯で期待できる。さらに、この周波数帯で惑星のトランジットを観測すると、惑星磁気圏のプラズマや磁場の分布に関する情報が得られる可能性がある。このように、SKAによる0.1-10GHz帯での高感度観測は、太陽系外惑星観測の新しい窓になると期待される。

11.1 電波放射機構とそれに伴うサイエンス

SKAの観測周波数と重なる0.1MHz-10GHzの領域で、惑星は、さまざまなメカニズムで電波を放射する。このセクションでは、惑星が放つ電波の種類ごとに、発生機構などおさえておきたい知識と、鍵となるサイエンスについてまとめる。木星や土星で見られるオーロラ電波(11.1.1節)とシンクロトロン放射(11.1.2節)、熱放射(11.1.3節)に加えて、形成中の惑星が放つと考えられる水素の再結合線(11.1.4節)と、知的生命による電波(11.1.5節)を取り上げる。

11.1.1 オーロラ電波

太陽系内惑星から放射される電波の中で最も強力な放射は、惑星の磁極付近の上空から放射されるオーロラ電波である。一例として、オーロラ電波の中で最も強力な木星電波のダイナミックスペクトルと、他惑星との比較を図11.2と図11.3にそれぞれ示す。それぞれの図で使用されている略称を表11.1にまとめる。

一般に、オーロラは、磁気圏から降下してくる電子が大気と衝突し、大気原子・分子が励起・脱励起することによって放射される、X線から赤外線に渡る波長帯の発光現象を指す。その降下電子がもつ一部のエネルギーによって、オーロラ発光の上空で放射されるのがオーロラ電波である。

¹これまで成功している太陽系外惑星の詳細観測は、大雑把にいうと、(1)惑星大気を通過して届く主星の光(透過光)を分析するもの(2)惑星自身の熱輻射の成分を分析するもの(3)惑星自身の反射光の成分を分析するもの、の3種類である。これらの観測によっては、主に惑星大気の組成や温度構造を知ることができる。透過光の観測では、散逸している外気圏の原子やイオンなども検出されている。いずれの手法にしても、惑星のシグナルは系全体からくる光の中で非常にわずかであり、検出にはかなりの観測精度が要求される。特に、(2)、(3)については、惑星からの光はすぐそばにある主星の光に比べて何桁も暗いため(図11.1)、単に望遠鏡を向けただけでは検出できない。惑星の公転に伴う光量の時間変化を利用したり、惑星の公転によるスペクトルのドップラー効果を利用したり、主星と惑星を空間的に分離してコロナグラフで主星の光をマスクするなどして、主星由来の光と惑星由来の光を分離している。

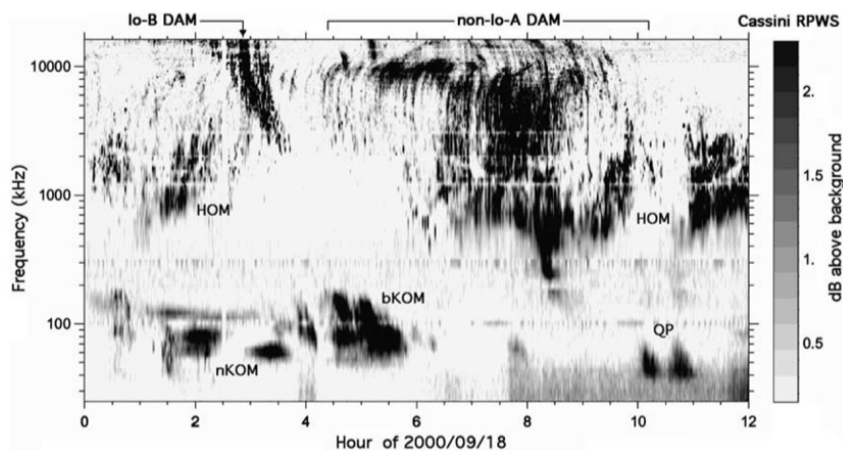


図 11.2: 木星電波のスペクトルの例 (Zarka, 2004)。

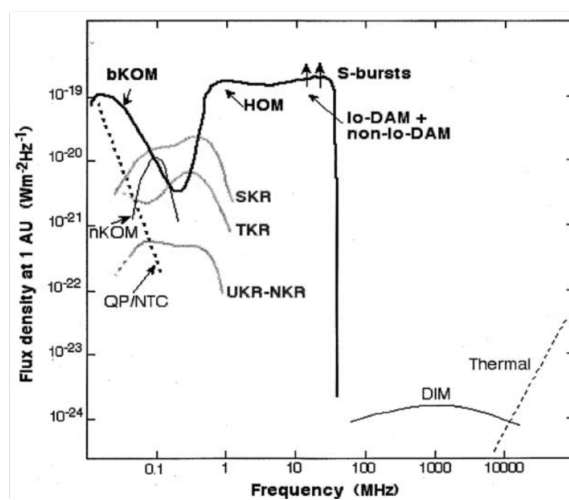


図 11.3: 主要な惑星電波のスペクトル (Zarka, 2004)。

表 11.1: 惑星電波の略記

略称	正式名
bKOM	Jovian broadband Kilometric radiation
nKOM	Jovian narrowband Kilometric radiation
HOM	Jovian Hectometric radiation
DAM	Jovian Decametric radiation
QP	Jovian Quasi-Periodic burst
NTC	Jovian Non Thermal Continuum
DIM	Jovian Decimetric radiation (シンクロトン放射)
SKR	Saturnian Kilometric Radiation
TKR	Terrestrial Kilometric Radiation
UKR/NKR	Uranian/Neptunian Kilometric Radiation

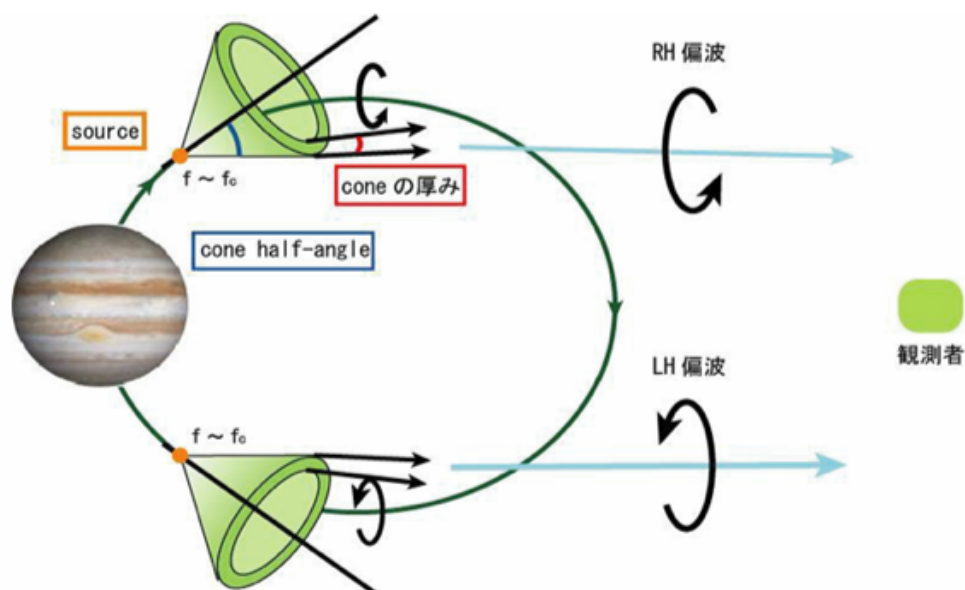


図 11.4: ホローコーン状に放射された電波の指向性と、放射源の偏波、アンテナ面での偏波の関係 (伊藤智美, 2008)。

そのため、極域大気で発光するオーロラと、オーロラ電波には、多くの惑星において発生頻度等に相関があることが報告されている (Zarka, 2004)。木星の場合、供給されるエネルギーの約 0.025% が電波放射に変換されている：主に Hill 電流系 (408 ページ参照) に関連する自転や固有磁場から磁気圏プラズマへのエネルギー供給率が約 400TW に対して、オーロラ発光のエネルギー消費率は最大 800GW、オーロラ電波の消費率は 100GW 程度である (Hill, 2001; Bagenal & Delamere, 2011; Clarke et al., 2004)。

過去の観測から、オーロラ電波の放射源は、極域のオーロラ上空の磁力線に対して固定され、指向性を持って電波放射していることが現象論的にわかっている。このオーロラ電波の指向性は、電波の周波数、エネルギー源となる降り込み電子の特性や、放射源でのサイクロトロン周波数等に依存する。指向性の極端な例をあげると、木星のヘクトメータ帯 (数 100kHz から数 MHz) の電波は、放射源の磁力線に対して 10° 程度の厚みのホローコーン状 (中が空洞の円錐状) に放射される。極域のオーロラが放射されている緯度経度範囲に、そのホローコーンが並ぶことで、放射源全体の指向性が決定される。放射源から伝搬した電波は、磁気圏内のプラズマによって屈折・散乱をうける。特に、木星や土星など、赤道域に衛星起源のプラズマが濃集している惑星では、濃集したプラズマにより電波が赤道域へ集光された後に磁気圏から脱出する。これにより、遠方の観測者は、赤道面 $\pm 10^\circ$ 程度の領域からしか強い成分は観測できない (図 11.4、伊藤智美, 2008)。一方で土星は、数十度程度のコーンの厚みで、ほぼ全ての緯度範囲で何らかのスペクトル形状でオーロラ電波が観測できる。

固有磁場が惑星と共回転している木星や土星では、指向性をもった放射源も共回転しているため、観測者から見ると灯台のような放射特性をもつ。その結果、電波が周期性を持って観測されることが知られている。ガス惑星では内部を直接観測することができないが、共回転する電波の周期性から惑星内部 (ダイナモ領域) の自転周期を評価することができる²。図 11.5 に自転周期で

²木星の場合、赤道付近の大気の運動から求められる自転周期が 9 時間 50 分 30 秒なのに対し、磁気圏の周期性から

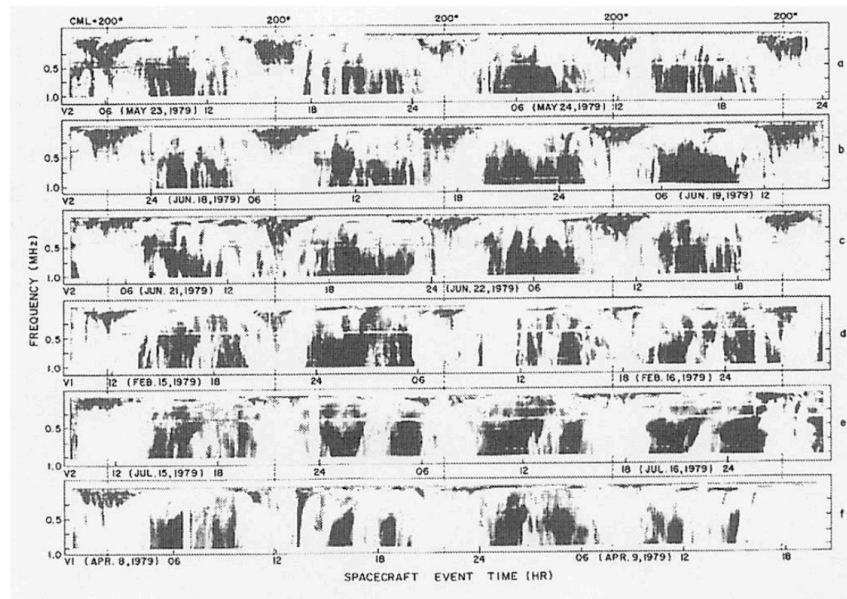


図 11.5: 自転周期で発生する木星オーロラ電波 (KOM, HOM, DAM) のダイナミックスペクトルの例 (Dessler, 2002)。約 4 自転相当の長さのダイナミックスペクトルを 6 段分重ねている。1 自転ごとに、ダイナミックスペクトルの上に 200° と表示されている。 200° は木星の北の磁極が観測者方向を向いている自転位相。

発生する木星オーロラ電波の例を示す。

オーロラ電波のエネルギー源となる降下電子は、磁気圏の活動によって劇的にフラックスやエネルギーが変化する。詳細は 408 ページのオーロラ電波のエネルギー源を参照のこと。これに伴って惑星電波の強度やスペクトルも変化する。この変化から、磁気圏に蓄積された電磁エネルギーの変動を遠隔観測から推定することが可能である。

オーロラ電波の励起機構

電子が磁気圏から降下する際、電磁場による加速や、大気との衝突を介して、電子の速度分布関数に非熱的な (i.e., 非ガウシアン的な) 構造を生み出すことがある (図 11.6)。ここで言う電子の速度分布関数とは、磁力線に平行、垂直方向の電子速度 v_{\parallel}, v_{\perp} で張る二次元の位相空間中における、電子の密度分布のことである。この非熱的分布は、電磁場とプラズマに様々な不安定性を引き起こす。その中で、サイクロトロンメーザー不安定性 (Cyclotron Maser Instability, CMI) はコヒーレントな自由空間波動 (電波) を励起する (Wu & Lee, 1979)。CMI では、電子のサイクロトロン運動と、電波の偏波の回転が一致するときに両者が共鳴し (サイクロトロン共鳴)、電子から電波へエネルギーが輸送されることで、電波が成長する。特に、ロスコーン分布等の特定の電子分布関数 (図 11.6) を伴う場合に効率よく電波が励起される。これらの分布関数で励起された電波の指向性やスペクトルの理論値は、多くの観測と整合することが示唆されている (Zarka, 2004)。なお、エネルギー輸送の方向が逆の場合は、電波は減衰する。その際、放射源では電波が放射されない。また、成長率が負の領域に電波が伝搬してきたときは、電波は減衰する一方で、電子は電波からエネルギーを得て加速・加熱される。

求められる自転周期が 9 時間 55 分 29.37 秒となっており、5 分の違いがある。

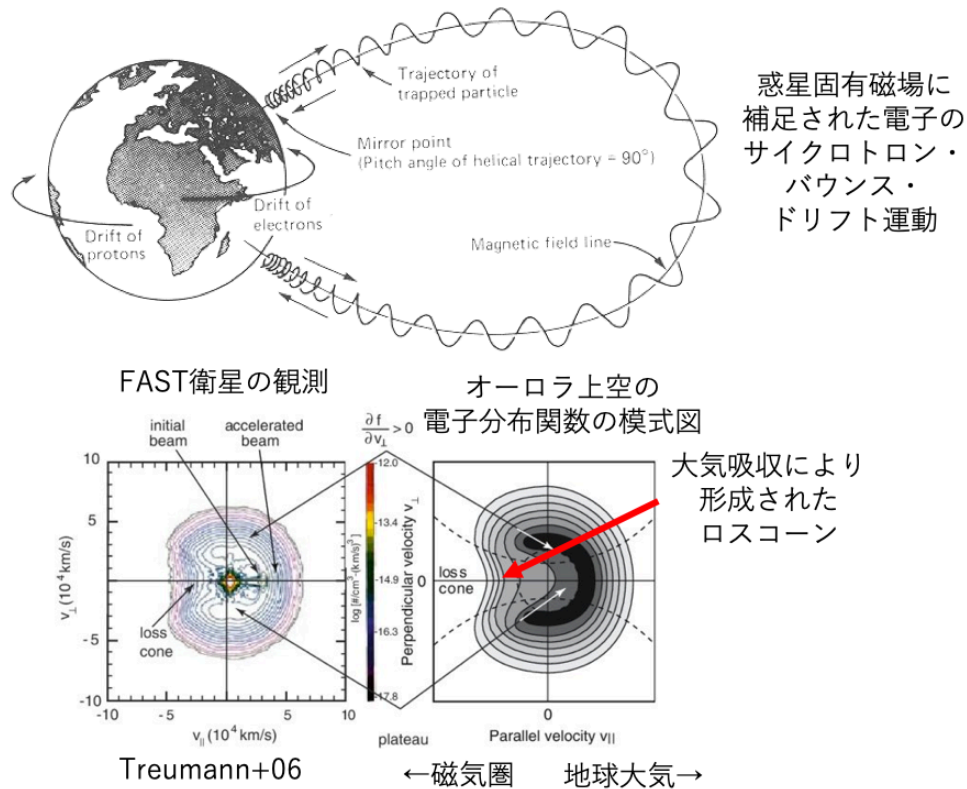


図 11.6: CMI を励起しうる電子速度分布関数の例 (Treumann, 2006)。惑星の固有磁場に補足された電子（上）は、磁力線に巻き付くサイクロトロン運動、磁力線沿いのバウンス運動、磁力線垂直方向のドリフト運動を伴う。極域オーロラ帯上空において、電子は磁力線沿いに加速を受け、大気に降下し、大気原子と衝突することでオーロラを発光する。大気と衝突した電子は多くが大気に吸収されるため、オーロラ上空で電子速度分布関数（下）を測定すると、大気側からバウンス運動で戻ってくる電子の一部に欠損が生じる。これをロスコーンと呼ぶ。ロスコーン分布等で励起された電波の理論的な特性は、多くの惑星オーロラ電波の観測で得られた指向性等と整合する。

CMI の電波の線形成長・減衰率は、位相空間中において、共鳴曲線と呼ばれる速度の 2 次曲線沿いに速度分布関数の勾配を積分することで得られる (図 11.7)。共鳴曲線は、以下の共鳴条件で規定される：

$$\omega - k_{\parallel}v_{\parallel} = \frac{n\omega_c}{\gamma} \tag{11.1}$$

ここで、 ω は電波の角周波数、 k_{\parallel} は電波の磁力線平行方向の波数、 v_{\parallel} は電子の磁力線平行方向の速度、 n は整数の共鳴次数、 ω_c は電子サイクロトロン角周波数、 γ はローレンツファクタである。 ω_c は以下の式で与えられる。

$$\omega_c = \frac{eB}{m_e} = 28\text{Hz} \times \left(\frac{B}{1\text{nT}} \right) \tag{11.2}$$

ここで、 e は素電荷、 B は背景の磁束密度、 m_e は電子質量である。式 11.1 は、位相空間上では v_{\parallel} と v_{\perp} に関する二次曲線に対応する。電波の成長と減衰は、共鳴曲線上の分布関数の勾配の積分値の正負で決定される。勾配の積分値が正だと電波が励起され、負だと減衰する。最も安定なガウシアン分布関数は、常に積分値は負になり、電波は減衰する。電波は、分散 (ω, k の組み合わせ) に応じて、異なる共鳴曲線をもつ。そのため、特定の ω, k の組み合わせにおいて、選択的に電波

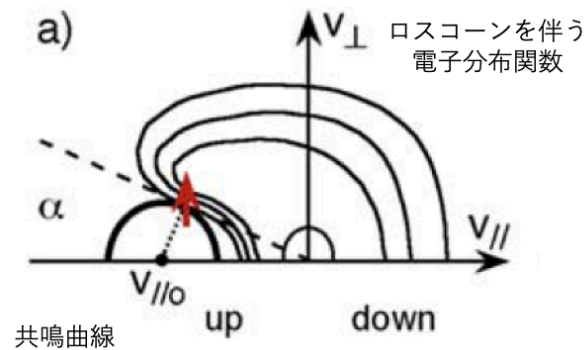


図 11.7: 電子分布関数の例と、成長率計算に用いられる共鳴曲線 (Hess et al., 2008)。横軸は、電子の磁力線平行方向速度、縦軸は磁力線垂直方向速度。黒い太実線は共鳴曲線で、細実線はロスコーンを伴う電子分布関数の形状を示す。

が成長・減衰する。これにより、特定の周波数構造や指向性を持った電波が励起される。数値的に分布関数を積分することで、電波の励起周波数や伝搬角を見積もることができる。

CMI が成立するためには、放射域においてプラズマが無衝突、かつ、電子サイクロトロン角周波数 ω_c が電子プラズマ角周波数 ω_p よりも十分大きい (i.e., $\omega_p/\omega_c \ll 1$) 必要がある。ここで、プラズマ角周波数は

$$\omega_p = 2\pi f_p, \quad f_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\pi m_e}} = 8.979 \text{ kHz} \times \left(\frac{n_e}{1 \text{ cm}^3}\right)^{1/2} \quad (11.3)$$

となる (n_e は電子密度、 e は電子の電荷、 m_e は電子の質量)。これは、プラズマ振動や衝突に対して、電子のサイクロトロン運動が十分速く、電波と効率的にサイクロトロン共鳴できる事に対応している。この条件は、強力に磁化された惑星極域上空の磁気圏でしばしば成立する。ただし、質量降着が終了していない形成中の惑星で極域に多くの降着プラズマが存在する場合や、惑星近傍の恒星風密度が非常に大きい場合などは、プラズマ周波数や衝突周波数がサイクロトロン周波数より高く、CMI が成立しない可能性があるので注意が必要である。

非相対論的な電子と長波長の電波の一次共鳴に限ると、式 11.1 は $\omega \sim \omega_c$ と近似でき、電波の励起周波数は放射域の電子サイクロトロン周波数とほぼ一致する特性を持つ。多くの CMI で励起された惑星電波では、この近似が成立していると考えられている。 $\omega \sim \omega_c$ の条件下で励起された電波の周波数がわかれば、

$$B \sim \frac{m_e \omega}{e} \quad (11.4)$$

となり、放射源位置での磁束密度が電波の遠隔観測から推定可能である。(ただし、木星など強磁化惑星の磁気圏では、いくつか相対論的エネルギー (MeV 帯以上) の電子が存在し、それらによる CMI 励起はローレンツファクタが $\gamma \gg 1$ となり、上記の近似が成立しない (Kimura et al., 2011) ので注意すること。)

ロスコーン分布等で励起された多くの電波は、電子とのサイクロトロン共鳴に起因して、放射源の磁場に対して右回りの円偏波をもつ (Wu & Lee, 1979)。仮に惑星の北半球極域において、CMI によって電波が磁場に右回りで励起された後、放射源を含む子午面内を直線に伝搬して、惑星から遠方のアンテナで受信されたとする。アンテナ面の正面に放射源が位置するとする。この場合、観測者のアンテナ面に対して右回りの円偏波が観測される。南半球極域の電波は、磁場と観測者

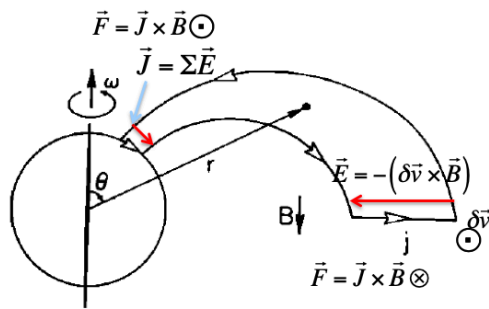


図 11.8: Hill 電流系の概念図 (Hill, 1979)。白抜き矢印は沿磁力線電流、赤線は磁気圏のダイナモ電場、及び、極域電離圏にダイナモ電場が印加されたときの電離圏面内電流を示す。

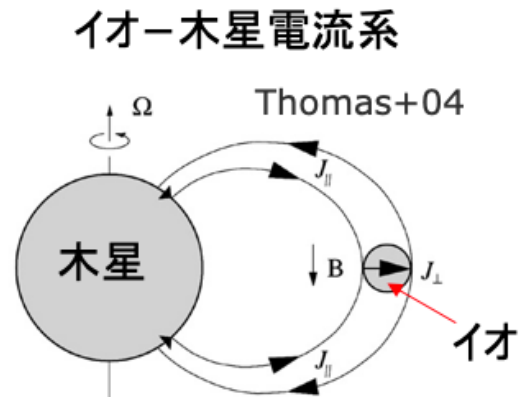


図 11.9: イオ-木星電流系の概念図 (Thomas et al., 2004)。

の位置関係が反転するため、アンテナ面に対して左回りの円偏波が観測される。図 11.4 に上記の概要をまとめる。以上より、円偏波の検出と、その極性の判別ができれば、CMI による電波励起の実証と、放射源がどの半球に位置するかの判別が一定の確度で可能になる。

オーロラ電波のエネルギー源

405 ページのオーロラ電波の励起機構で述べた通り、オーロラ発光及びオーロラ電波は、磁気圏から降下する電子によって放射される。この電子降下は、惑星の磁気圏、及び、それと接する大気や太陽風の多様な電磁的活動をエネルギー源として発生する。エネルギー源は大別して2種類ある：「惑星自転・磁場」と「太陽風」である。以下に、惑星自転・磁場エネルギー源の一部である Hill 電流系とイオ-木星電流系と、太陽風について記述する。

Hill 電流系 木星等の巨大ガス惑星では、惑星自身が持つ高速の自転と、強力固有磁場によって、磁力線を介して磁気圏プラズマを引きずることで発電（ダイナモ）が起き、「Hill 電流系」(Hill, 1979) が形成される（図 11.8）。Hill 電流系は、木星では数 10MA にも及ぶ大電流を持つ。同電流系はプラズマ密度が希薄な極域上空で、電流を維持しようとするため、低密度のプラズマを加速する磁力線平行方向の静電場を形成する。この沿磁力線電場によって、電子を惑星方向に最高数 100keV まで加速し、オーロラを励起する。木星における Hill 電流系に関わる電波のエネルギー消費率は、100GW に相当する。Hill 電流系に伴うオーロラ電波放射は、放射源がガス惑星の極域の磁場に固定されて惑星と共回転しつつ、指向性を持って放射しているため、灯台の光のような特性を持ち、観測者から見ると自転周期に応じて電波強度が変調する。

Hill 電流系の駆動機構 木星の Hill 電流系を駆動するのは、衛星イオから放出される火山ガスプラズマである。イオから放出された火山ガスプラズマは、まず、木星磁場に補足されて共回転する。プラズマは、共回転による遠心力で、磁気圏の外向きに輸送されていく過程で、角運動量の保存から、共回転速度から遅延していく。遅延速度 δv によるダイナモ電場 $\mathbf{E} = -\delta v \times \mathbf{B}$ が、動径方向負の方向に発生し、極域に印加されることで、緯度方向に電離圏面内電流が発生する。磁気

圏において、有限の動径距離範囲で共回転遅延しているとする、電離圏面内電流も有限緯度範囲でしか流れない。電流の連続性を要請すると、沿磁力線電流が発生する。沿磁力線電流は、磁気圏で閉じ、赤道面付近で動径方向外側の流れを作る。 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 力により、磁気圏プラズマは共回転方向に加速される。一方、電離圏面内電流の $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 力は共回転方向と逆にかかり、電離圏プラズマを減速させる。減速された電離圏プラズマは中性大気と衝突することで、惑星本体の大気の角運動量が、電離圏プラズマ、磁気圏プラズマへと輸送される。木星が、Hill 電流系を介して自転のトルクを磁気圏プラズマに伝え、角運動量が磁気圏へ輸送される。

イオ-木星電流系 木星系では、木星と共回転している固有磁場が、54km/s 程度の速度で衛星イオの濃密な火山大気を通過することで、イオ大気中でダイナモが発生し、木星とイオを結合する電流系を形成している (Thomas et al., 2004) (図 11.9)。木星の衛星イオは、木星と共回転している固有磁場の中を 54km/s 程度の相対速度で動く (イオの公転速度の方が磁場の自転速度より遅い)。イオは火山ガスからなる電離大気をまとっているため、この磁場との相対運動によってイオの大気に半径方向外向きの電場・電流が駆動され、Hill 電流系と同様に木星とイオを結合する電流系を形成する。同電流系は、約 1MA の電流量を有し、Hill 電流系と同様、沿磁力線電場加速によるオーロラ発光と電波が放射される。イオ-木星電流系に関わる電波のエネルギー消費率は数 GW に相当する。イオ-木星電流系は、イオから出た磁力線が、木星大気に突き刺さる点の上空で強く放射されるため、観測者から見ると、イオの公転周期で電波強度が変調する。

太陽風 また、惑星磁気圏に吹き付けている太陽風も顕著なエネルギー源である。太陽風中の電磁エネルギーが、磁気圏の中に 1%程度の割合で侵入し、磁気圏対流を駆動することによって電流系を形成する (図 11.10)。木星の磁気圏を例にとると、自転や固有磁場起源のエネルギー供給率約 400TW に対して、130TW 程度のエネルギー入力があると考えられている (Hill, 2001; Bagenal & Delamere, 2011)。これに伴い、Hill 電流系と同様に極域上空に沿磁力線電場が形成され、降下電子の加速を伴うオーロラを発生させる。太陽風からのエネルギー供給率は、太陽風のもつ磁束密度、速度、惑星磁気圏のサイズ等に依存する。Zarka ら (Zarka, 2007) は、太陽風からのエネルギー供給率と惑星オーロラ電波の強度の間に明確な比例関係を見出した (図 11.18)。これは惑星オーロラ電波版のボーデ則とも呼べる関係で、近年は、これに基づいて系外惑星のオーロラ電波強度が見積もられている。詳細は 11.2.1 節を参照のこと。太陽風自身の時間変動により、オーロラ電波も振幅が変動する。例えば木星では、太陽風のショック構造の到来により、静穏時の 5 倍程度の強度のオーロラ電波が観測された (Gurnett et al., 2002)。

エネルギー源に関する最新の知見

磁気圏の質量収支 磁気圏に蓄積されている物質はほとんどがプラズマの状態である。これらのプラズマは、地球のような弱磁場天体では、太陽風起源のプロトンや電子が主で、木星や土星のような火山ガス・水を噴出する衛星が存在する惑星では、酸素や硫黄の重イオンと電子が主である。これらのプラズマが磁気圏内で循環することで、上記のダイナモや電流系が駆動される。循環しているプラズマは、絶えず供給と損失を受ける。例えば、木星においては、磁気圏のプラズマ分布の観測から、1.5Mton の磁気圏総質量に対して、1ton/s のイオ火山起源のプラズマ供給があり、磁気圏から惑星間空間へのプラズマ放出率がそれと釣り合っていると見積もられている (Bagenal & Delamere, 2011; Kimura et al., 2018)。衛星の火山噴火や内部海からの水噴出や、太陽風の時間変

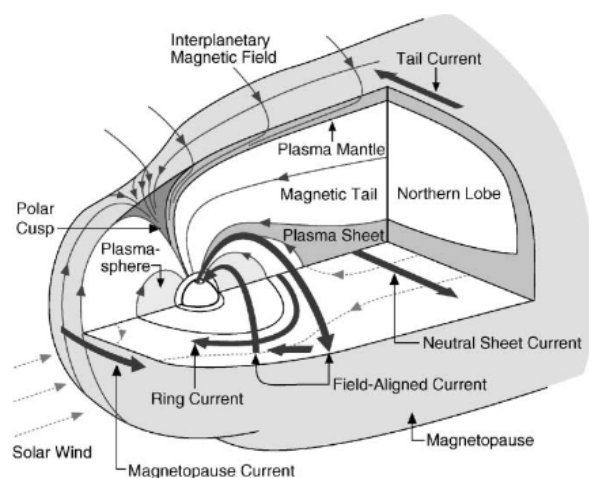


図 11.10: 地球磁気圏の構造と電流系 (Russell & Luhmann, 1997)。

動により、供給と損失のバランスが崩れ、それに伴いダイナモや電流系が変動することで、オーロラ電波のエネルギー源となる電子加速も変動する。そのため、磁気圏プラズマの質量収支は電波変動の観点で重要な制御要因である。

季節変動 木村ら (Kimura et al., 2013) は、大きな赤道傾斜角 (26.7°) と公転運動に起因して、土星のオーロラ電波強度が季節変動していることを発見した。夏半球の極域から放出される電波強度が、冬半球の電波強度の 100 倍に至る大きな変動であった。森岡ら (Morioka et al., 2012) は、赤道傾斜角 23.4° の地球のオーロラ電波のスペクトル観測から、オーロラ電子加速域の磁力線方向の広がりが、明瞭に季節に依存していることを示した。特に、降下電子のエネルギーが最も高くなる加速域の最下層の高度が、自転軸の黄道面からの傾きと、全く同相で季節変動していることを発見した。強度やスペクトルの季節変動の原因は依然未解明だが、オーロラが発光している領域の電離圏に入射する太陽紫外線が惑星の軌道運動に伴って季節変動し、電離圏の電気伝導度を変調した結果、電離圏と磁気圏の間に流れるオーロラ電流系が変調された事に起因していると考えられている。

エネルギー源の動力学 惑星磁場、自転、太陽風、衛星、季節の変動は、磁気圏内のエネルギー・物質の蓄積状態（プラズマ密度分布や磁場配位）を日々劇的に変化させる。これに伴って、惑星電波も日々激変することが知られている。逆に惑星電波の時間変動をつぶさに監視することができれば、これらの磁気圏内に蓄積されたエネルギー・物質や、それに伴う電子加速のダイナミクスを推定することができる。

オーロラ電波観測で得られる示唆

固有磁場の強度と惑星の内部構造 太陽系外惑星から CMI で放射される円偏波のオーロラ電波が観測された場合、その惑星の磁場の存在が実証できたことになる。式 11.4 に基づくと、オーロラ電波のスペクトル分布は、電波放射源の磁束密度分布に相当する。特に、電波スペクトルの最高周波数が測定できれば、惑星表面付近の電波放射源（おそらく惑星電離圏直上）の磁束密度が導

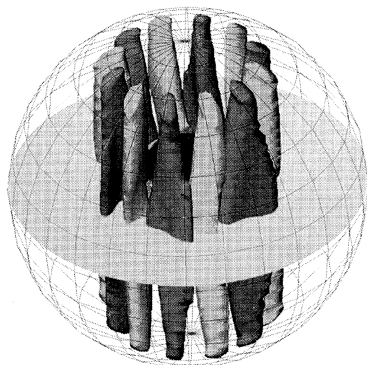


図 11.11: 地球の外核におけるダイナモ対流セル (河野長, 2003)。

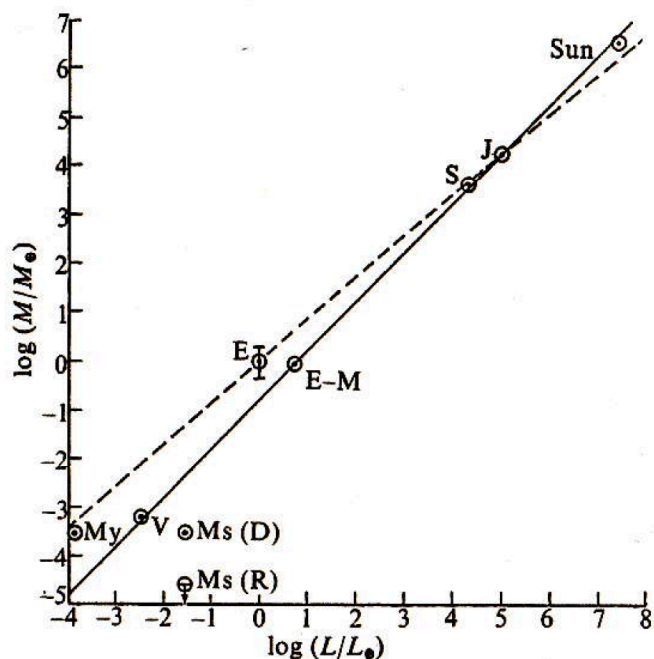


図 11.12: 惑星磁気モーメントと角運動量の関係式 (Russell, 1978)。My, V, Ms, E, E-M, S, J, はそれぞれ、水星、金星、火星、地球、地球-月系、土星、木星を示す。(D)と(R)はそれぞれ異なる論文による見積もり。

出できる。トランジット法とドップラー法の組み合わせ等の独立した他の手法から、惑星半径が求まっていれば、半径と表面磁束密度から、固有磁場の磁気モーメントが導出できる。固有磁場は、惑星内部の液体金属核の運動に伴うダイナモによって発生する。磁気モーメントが導出できれば、液体金属核の運動を制約でき、惑星の内部構造の推定への寄与が期待できる。

太陽系惑星の内部構造は、大別して地球型、木星型、海王星型の3種類に分かれる。地球型構造は、鉄を主成分とした外核・内核、ケイ酸塩を主とするマントルに、アルミニウムが豊富な地殻を有する。木星型は、鉄とケイ酸塩の核、金属水素のマントル、水素・ヘリウム分子の大気を有する。天王星型は、木星型と同様の構造だが、マントルに水やアンモニアの氷が豊富に含まれている。地球や水星のように固有磁場を有する地球型惑星は、金属核の外側が融解し、流体運動による発電(ダイナモ)を伴う。木星型や海王星型は、マントルの金属水素や水・アンモニアの流体運動が、ダイナモを担っていると考えられている。これらのダイナモによって、それぞれの惑星に固有磁場が形成される。図 11.11 に、地球の外核におけるダイナモの対流運動セルの数値計算結果を示す。ダイナモによって生成された磁場は、双極子磁場を主成分とした、球面調和関数で近似できることが知られている。オーロラ電波観測から推定した双極子磁場を制約条件にして、ダイナモの数値実験ができれば、液体金属核の対流セルの個数や、核の厚み、核中の熱フラックス等の各種内部構造のパラメータ依存性を議論でき、直接探査が不可能な系外惑星の内部構造に迫ることができる。

惑星磁場のスケーリング則 Russell (1978) は、太陽系内天体の磁気モーメントと天体を持つ自転

角運動量の観測の間にはスケーリング則を発見した(図 11.12)。このスケーリング則は、ダイナモが、惑星自転に伴うコリオリ力や、惑星重力と内部流体物質の浮力バランス等に依存することと関連しているが、力学的釣り合いやエネルギー収支に基づいて、物理的な因果関係を考慮して導出されたわけではないことに注意したい。その後、Christensen (2010) や Stelzer & Jackson (2013) らに代表される多くの研究において、惑星核の電磁流体方程式系に基づいて、物理的因果関係を考慮した惑星磁束密度のスケーリング則の導出が試みられてきた。その結果、磁束密度が、惑星核中の粘性係数、ヒートフラックス、浮力、コリオリ力、熱拡散係数、磁気拡散係数等の比率を掛け合わせたパラメータでスケールできることが明らかになってきた。ただし、これらは惑星核中のダイナモ数値実験結果からスケーリング則を見出している。数値実験は、計算機コストの問題で、実パラメータから何桁もかけ離れたパラメータ空間での仮想的な計算であるため、実際のダイナモの(おそらく非線形な)対流レジームから逸脱している可能性があり、得られたスケーリング則は現実には則していない恐れがある。

逆に、系外惑星の磁場が測定でき、且つ(さまざまな観測手法を駆使して)質量や半径、対流エネルギーフラックス、自転速度などのパラメータを制限できれば、磁場のスケーリング理論に示唆を与えることができる。多数の系外惑星の観測により妥当なスケーリング則を見出すことができれば、そこからは、そのスケーリングに含まれるパラメータ(惑星内部の密度構造、角運動量、エネルギーフラックスなど)に関する制限を得ることができるだろう。また、惑星磁場のスケーリング則の理解は、SKA で観測が難しい地球型系外惑星の磁場の見積り精度を高めると期待され、これは岩石惑星の大気進化を議論するための重要な足がかりとなるだろう。

自転周期・自転角運動量の測定 惑星と共回転している固有磁場に放射源が固定されているため、電波強度は自転周期で変調する。観測で系外惑星電波の周期性が発見できた場合は、その周期性から自転角速度が導出できる。トランジット法やドップラー法、直接撮像法などから、惑星の質量や半径が求まっていた場合、電波観測から導出した自転角速度と組み合わせて、惑星の有する自転角運動量を推定することができる。また、独立した手法として、Russell らの磁気モーメント-自転角運動量スケーリング則を使って角運動量を推定するという方法もある。このスケーリングは、実際の太陽系内惑星のデータから得られた経験則であるため、(物理的因果関係は未実証であるものの)、データ点の存在するパラメータ範囲において磁束密度から自転角運動量を導出するのに有用である。よって、磁場強度を半径を使って磁気モーメントに焼き直すことができれば、Russell ら (Russell, 1978) のスケーリング則がその惑星にも適用可能であると仮定し、自転角運動量のオーダー推定が可能である。

一般的なガス惑星の自転角運動量の獲得や進化については、実はまだあまりよく分かっていない。観測的には、太陽系内惑星は、break-up 速度³の10分の1程度で自転しており(e.g., Hughes, 2003)、最近の若い系外惑星の高分散分光による自転速度推定でも同様の傾向が得られている(Bryan et al., 2018)。また、褐色矮星で見られる傾向もこれと無矛盾である(Bryan et al., 2018)。円盤ガスが惑星に降着する過程で(コア集積モデル)あるいは重力不安定で収縮する過程で(重力不安定モデル)円盤から獲得した角運動量が惑星サイズに収縮すると惑星は break-up 速度程度まで加速されることが予想されるが、そこから角運動量を失うメカニズムやその諸パラメータの依存性は分かっていない。一つの可能性としては、惑星磁場と円盤との相互作用があり(Batygin, 2018)、オーロラ電波の観測で磁場と同時に制限することができれば、ガス惑星の自転の起源の解明に寄与するだろ

³惑星表面で遠心力と重力が釣り合うような速度。 $V = \sqrt{GM_p/R_p}$ (M_p は惑星質量、 R_p は惑星半径)となる。これ以上の速度で回転すると、遠心力が重力に打ち勝ち、物体が分裂する。

う。さらに、電波の周期性から求まる自転周期は、可視・赤外領域における木星型惑星の高分散分光観測で求まる惑星の自転「速度」を組み合わせると惑星半径（あるいは赤道傾斜角）を推定したり、可視・赤外線と比べて（内部に対する大気の）風速を推定したりと、惑星の多角的なキャラクター化を可能にするだろう。

イオー木星型電流系：惑星大気の実証 主星に近接した系外惑星の「公転」周期に同期して、電波が周期的に検出できた場合、その電波はイオー木星型の電流系に伴う電波放射である可能性がある。恒星風のアルフヴェンマッハ数が1より小さく、かつ、主星磁場が系外惑星に到達していた場合、アルフヴェン波が主星と系外惑星間を、磁力線沿いに十分速く往復伝搬でき、イオと木星の様に電磁的に強固に結合しうる。これに伴いイオー木星電流系が形成され、電波放射を励起すると考えられる。この場合、オーロラ電波の周波数は主星の磁極付近の磁場に対応することになる。惑星自身の磁場は観測できない。しかし、この電流系は、イオ役の系外惑星に大気がないと発生しないため、この種の電波放射の検出は、系外惑星の大気の実証になりうる。電波強度から、放射されるエネルギー総量が導出できれば、イオー木星電流系の電流総量や、主星・系外惑星大気における電気伝導度（大気密度や磁束密度に依存する）が制約できる。

Hill 電流系・太陽風：エネルギー源の探査 惑星の自転周期や公転周期と異なる時間スケールで系外惑星電波が変動していたとすると、それは408ページのオーロラ電波のエネルギー源で述べた、惑星磁気圏内に蓄積されたエネルギーの変動を意味する可能性がある。例えば、主星のフレアに反応して、恒星風エネルギーが急激に磁気圏に入力される、衛星の火山噴火や内部海の水噴出により、系外惑星磁気圏内に衛星起源プラズマが充満する、等のエネルギー供給変動である。特に他の変動要因を完全に分離し、衛星の火山・水噴出に対応する電波の変動が検出できた場合、系外惑星の衛星の存在実証になりうる。木星では、オーロラの連続監視から、衛星噴出時の磁気圏プラズマエネルギーの変動による、Hill 電流系や他の磁気圏電流系の変調が示唆されている (Kimura et al., 2018)。オーロラ強度にして静穏時の5倍程度の変動であり、電流系に関しても同程度の変動幅が期待されている。系外惑星でも同様の変動が観測されれば、磁気圏のエネルギー源変動の解明が期待できる。

季節変動：惑星赤道傾斜角 惑星の公転周期で系外惑星電波が変動していたとすると、それは410ページで述べた、オーロラ電流の季節変動を示す可能性がある。季節変動の振幅を評価できれば、木村ら (Kimura et al., 2013) や森岡ら (Morioka et al., 2012) による惑星オーロラ電波の季節変動の強度・スペクトル変動と比較することで、系外惑星の赤道傾斜角の制約が期待できる。

赤道傾斜角は、惑星の進化の過程における他天体との衝突や重力相互作用の履歴等を反映し、惑星大気の進化にも影響する重要なパラメータである。

11.1.2 シンクロトロン放射

磁場を有する惑星には、放射線帯と呼ばれる相対論的粒子が存在する領域がある。木星は太陽系内で最も「強大な」放射線帯を持っており、放射線帯電子のエネルギーは50-100MeVにも達すると考えられている (Bolton et al., 2002)。木星磁気圏は太陽系最強の粒子加速器であり、放射線帯はそのリザーバーである。これらの放射線帯電子が磁力線の周りをサイクロトロン運動することにより、シンクロトロン放射が発生する。木星の場合、典型的な周波数範囲は数百 MHz から数 GHz

帯であるため、地上の電波望遠鏡で観測可能である。図 11.13 はシンクロトロン放射の空間分布を電波干渉計で観測した結果である。地球から見ると、東西の磁気赤道域で放射が強くなっていることがわかる。この観測ではおおよそ木星半径の 3 倍付近まで放射線帯由来の電波を検出しており、最もシンクロトロン放射が強い場所は木星半径の 1.5 倍離れた場所に位置している。磁束密度 $B[\text{G}]$ におけるエネルギー $E[\text{MeV}]$ の電子一個による周波数 $\nu[\text{MHz}]$ のシンクロトロン放射強度 P は、

$$P \simeq 2.34 \times 10^{-29} BF(\nu/\nu_c) \sin \theta \text{ [W/Hz]} \quad (11.5)$$

ここで、

$$F(x) = x \int_0^\infty K_{5/3}(\eta) d\eta \quad (11.6)$$

$$\nu_c = 16.08 BE^2 \sin \theta \text{ [MHz]} \quad (11.7)$$

である ($K_{5/3}$ は修正ベッセル関数)。なお、粒子の運動方向と磁力線のなす角度を θ とする (ピッチ角と呼ばれる)。木星-地球間距離を 4.04 AU としたとき、平均的な木星シンクロトロン放射のトータルフラックスは 1.5 GHz で 5 Jy 程度である。このように、シンクロトロン放射は磁場や電子のエネルギーといった情報を反映しており、地上から放射線帯をリモートセンシングするための重要なツールとなっている。

式 (11.5) からわかるように、シンクロトロン放射は粒子のピッチ角に依存するため、観測者に対して磁場が垂直になるときに強度が最も強くなる。放射線帯は動径拡散で粒子が内側に輸送される際に電子の磁気モーメント (W_\perp/B) が保存するため、磁力線に対して垂直方向のエネルギー W_\perp が増大する (ベータトロン加速)。そのため、粒子のピッチ角分布は 90 度方向に卓越した分布となり、図 11.13 で見られたように赤道域が最も強くなるような分布が得られる。磁軸と自転軸が一致していない場合、自転により観測者から見た磁軸の傾きが変わるため、シンクロトロン放射の強度が変化する。木星の場合は磁軸の傾きはおおよそ 10 度であり、シンクロトロン放射の強度は 10% 程度変化することが知られている (ビーミングカーブと呼ばれる)。このビーミングカーブの振幅は、放射線帯電子のピッチ角分布に依存し、90 度方向に分布が偏ると、より振幅が大きくなるという性質がある (Miyoshi et al., 1999)。木星では、探査機による直接探査機に先立ち、シンク

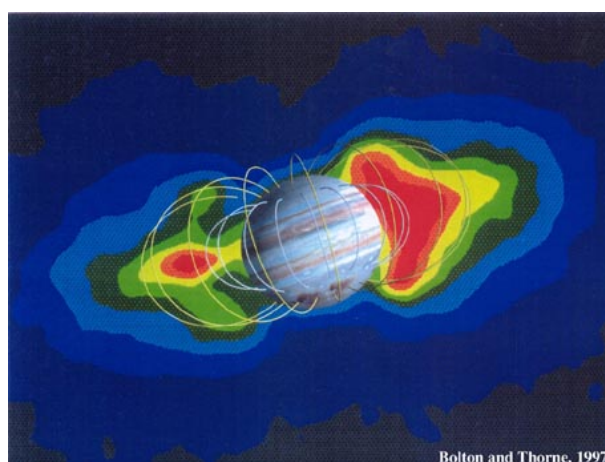


図 11.13: VLA で観測された波長 20cm のシンクロトロン放射の空間分布 (Bolton & Thorne, 1997)。

ロトロン放射のビーミングカーブの観測から、惑星の自転周期に加え、固有磁場の強度と磁軸と自転軸の傾きの情報が導出された。

放射線帯電子の起源は太陽風や衛星であり、磁気圏内で加熱を受けた電子が外部磁気圏から動径拡散によって内側に輸送される過程で加速され、相対論的エネルギーを得る。動径拡散を駆動する電磁場の擾乱源は、木星超高層大気の熱圏風が駆動するダイナモ電場であると考えられており、木星での放射線帯での電子の加熱・輸送は、太陽風による影響よりも超高層大気の運動に支配されている。実際に、木星シンクロトロン放射の非対称構造や時間変動の観測から、これを裏付ける研究結果が得られている (Miyoshi et al., 1999; Tsuchiya et al., 2011, 2010; Kita et al., 2013, 2015)。動径拡散の過程で受けるベータトロン加速は主要な加速プロセスであるが、木星近傍で別の加速プロセスが存在することも示唆されている。その一つがプラズマ波動との波動粒子相互作用である。地球放射線帯ではホイッスラーモード・コーラス放射との相互作用が着目されており、理論・シミュレーション研究から放射線帯電子が効率的に加速する機構が提案されているとともに、その観測的な実証が進められている (Miyoshi et al., 2018)。ホイッスラーモード・コーラス放射はプラズマ波動の一種であり、電子サイクロトロン周波数よりも低い帯域で観測される電磁波動である。微細なスペクトル構造を持っていることがわかっており、音声に変換すると小鳥の声のように聞こえる。木星内部磁気圏でも、Voyager や Galileo によって地球で見られるようなプラズマ波動が観測されている。Galileo 探査機によって取得されたプラズマ波動の統計解析から、ホイッスラー波は Ganymede と Io 軌道の間で見られ、Europa 付近にピークがあることが知られている (Kato et al., 2011)。このような内部磁気圏のプラズマ波動が中 (数週間から数ヶ月スケール) - 長期 (年スケール) 的にどのような影響を及ぼすのかは明らかになっていない。ホイッスラー波の励起源は、磁気圏の外側から内部磁気圏に注入される高温電子であると考えられている (Horne et al., 2008)。高温電子の注入機構は、衛星イオ起源の重イオンプラズマに遠心力が働くことによる交換型不安定であると考えられており (Yoshioka et al., 2014)、重イオンの源であるイオの火山噴火活動の影響を受けると予想されているが、実態は不明である。内部磁気圏を広くカバーしたシンクロトロン放射の高感度観測が実現すれば、木星磁気圏で発動している太陽系最強の電子加速機構の解明に大きく寄与できるだろう。

11.1.3 熱放射

惑星や衛星からの熱放射を電波で受信する場合、厚い大気を持つ天体の場合は大気自身からの、そして大気を持たない (あるいは大気が薄い) 天体の場合は地表からの熱放射が観測される。前者の場合は、宇宙空間に射出される熱放射の出所が各周波数ごとの大気の光学的厚みによって変化する。言い換えれば、観測周波数を適切に選択することで、大気内を高度方向に分解することが可能になり (図 11.14)、水平分布のマッピングと組み合わせて三次元的な構造を得ることが可能となる。木星・土星では主に 22 GHz に存在する NH_3 の吸収によって大気的光学的厚みが決定されるが、天王星・海王星では H_2S の吸収が重要となる。また、地球型惑星では金星が濃い大気を持ち、大気主成分の CO_2 による吸収が大気的光学的厚みを決めている。衛星大気に関しては、タイタンが大気 (N_2 が主成分) からの熱放射が主にミリ波で観測される。

大気を持たない天体の場合は地面からの熱放射が観測されるが、この熱放射は「地表面そのもの」からの放射では無く、地表から約 10–20 波長分の深さを潜った領域から発せられるものである。この深さは地表を構成する土壌・氷の物性に依存する。波長 λ で観測される輝度温度 $T_B(\lambda)$

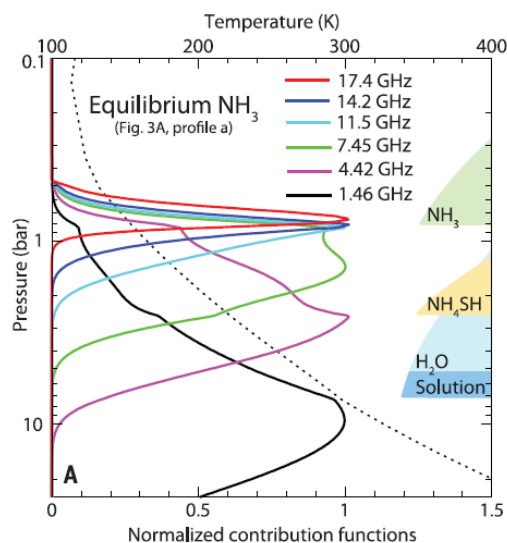


図 11.14: 惑星大気の大熱放射寄与関数の例 (木星) (de Pater et al., 2016)。寄与関数とは各周波数で観測される電波にどの大気高度からの熱放射が寄与しているかを示したものである。点線は木星大気の大温度構造 (上軸)。

は、放射伝達方程式

$$T_B(\lambda) = (1 - R(\lambda, \phi)) \int_0^\infty T(z) \exp\left(\frac{-k_\lambda z}{\cos \theta}\right) \frac{k_\lambda}{\cos \theta} dz \quad (11.8)$$

で表される。ここで、 $R(\lambda, \phi)$ は射出角 ϕ 方向のフレネル反射係数であり、 $1 - R(\lambda, \phi)$ で放射率を表す。 $T(z)$ は地中方向の深さ z における温度、 k_λ は観測波長での吸収係数、 θ は地中の伝播方向で示し、 ϕ と θ の関係が複素誘電率 ϵ として以下のように記述される (スネルの法則)。

$$\sqrt{\epsilon} = \frac{\sin \theta}{\sin \phi} \quad (11.9)$$

また、地中から発せられた熱放射は地表面から射出される際に偏波する。偏波の度合いは ϵ 、 θ 、 ϕ から決定されるため、異なる射出角での偏波観測 (垂直・平行) を利用することで、地中の温度分布や複素誘電率を制約することができる (惑星の自転を利用して異なる射出角の観測を行うか、あるいは、ディスク平均での議論をする場合は惑星をマッピングすることで異なる射出角でのデータが得られる)。複素誘電率は表面組成の物性、粗度や空隙率などに依存するため、電波の大熱放射観測から惑星・衛星の表面状態を議論することが可能となる。このような観測の例として、探査機からの能動的なレーダー観測で火星の地表面物性を観測した研究などが挙げられる (Grima et al., 2012)。

惑星大気

惑星大気の大熱放射を観測することで、大気の大気温度構造や大気組成の空間分布を導出することが可能となる。特に、低周波数帯 (~ 1 GHz) の電波観測では木星などのガス惑星の大対流圏深部までを見通せるという利点があり、これまでに VLA を用いた観測によって様々な成果が得られている

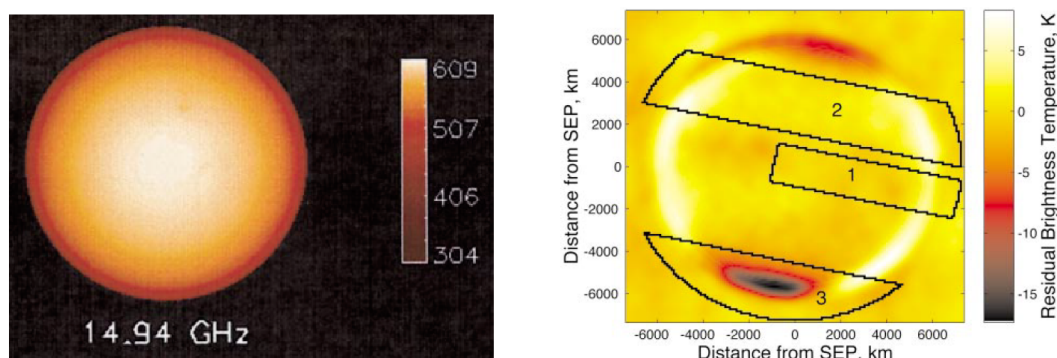


図 11.15: VLA で観測された 14.94 GHz での金星画像 (Butler et al., 2001)。右は射出角方向の平均値からの輝度温度差 (Jenkins et al., 2002)。図中の 1–3 は Jenkins らが解析時に着目した領域を指す。

(e.g., de Pater et al., 2016)。木星は太陽から入射する外部エネルギー源以外に内部熱源が存在することが知られている。この内部熱源によって対流圏深部にどういった対流運動が引き起こされているのかを解明することは惑星気象学の重要課題であり、今後も VLA や SKA での観測が不可欠となるトピックと言える。

一方で、地球型惑星（金星、タイタン）に関しては、惑星地表面を対象としたレーダー観測はあるものの、大気自身の電波観測というのはこれまで見落とされがちであった（惑星大気の電波観測はミリ波・サブミリ波の波長域が観測の主体となっているのが現状である）。そうした中、金星は、SKA の観測周波数帯でも高周波帯を選択することで地表面付近の最下層大気へのアクセスが可能となる。過去の VLA での金星観測（図 11.15）では高度 20–30 km を中心とした気温分布が議論されており、金星大気の詳細モデルでもある Pioneer Venus 探査機のプローブ測定値よりも ~25 K も高温の気温分布が示唆されている (Jenkins et al., 2002)。もっとも、この結果は全球平均での議論であり、また、金星大気の光学的厚みに寄与する SO_2 の存在量の仮定にも依存したものであった。惑星気象学的な観点に立てば、気温分布そのものに加えて、平均場からの擾乱成分が空間（緯度・経度）や時間方向にどのように変化しているかを理解することが重要である。この目的のためには、既存の VLA の観測よりも観測精度を改善するとともに、近赤外波長域（波長 2.4 μm ）を用いた雲層より下方の SO_2 分布の観測を併用し、電波で観測される熱放射の輝度分布において気温場と吸収物質（ SO_2 ）分布の寄与を分離することが重要となる。

氷天体

水が豊富な氷天体の表層熱放射は、表層の氷地殻や、内部海からの水噴出の地質活動に関連していると考えられている。特に巨大ガス惑星周囲の氷衛星は、軌道運動に伴う潮汐力による内部加熱や地殻破壊に伴って、内部海から水が噴出すると期待されており、土星衛星エンセラダスはすでに水噴出がカッシーニ探査機のその場観測で確認されている。水噴出やその根本の表層の亀裂は、内部物質が宇宙空間に暴露されている領域であるため、他の地質学的に不活発な領域と温度が異なると期待されている (Spencer et al., 1999)。Trumbo et al. (2017, 2018) は、ALMA 電波望遠鏡を用いて、エウロパの表層熱放射分布を測定した (図 11.16)。その結果、Spencer et al. (1999) による過去のガリレオ探査機の赤外観測で水噴出場所だと期待されていた領域に、強い熱放射は確認されなかった。著者らは水噴出の場所は時間変動していると解釈している。熱放射分布は、表層のアルベド、太陽光照射量、熱慣性の空間非一様性を導入して、表層付近の熱伝導をモデリン

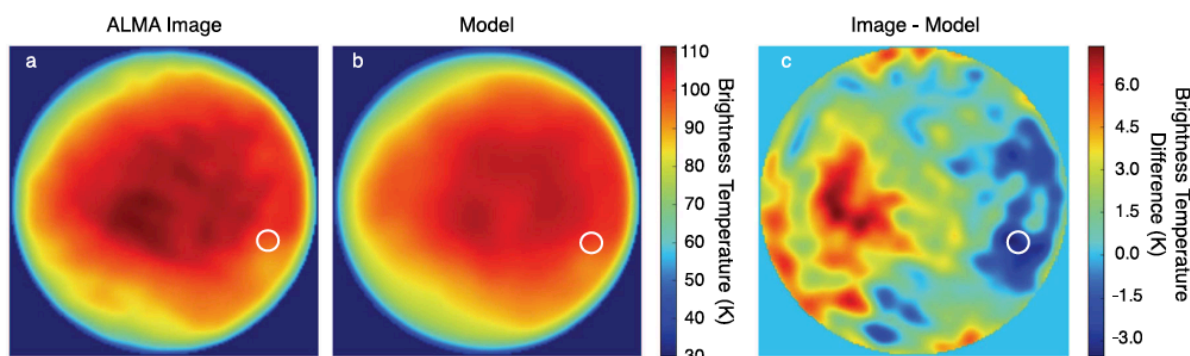


図 11.16: ALMA で観測されたエウロパ表層の輝度温度分布 (Trumbo et al., 2017)。ALMA で観測された輝度温度分布 (左)、熱伝導モデルで再現された温度分布 (中央)、観測とモデルの差分 (右)。モデリングでは、表層熱慣性を空間一様として与えており、観測とモデルの分布に優位な差分があることから、実際のエウロパにおける熱慣性の非一様性を示唆している。白丸は、ALMA のビームサイズで、ガリレオ探査機の赤外観測から示唆されている水噴出の場所に位置している。

グすると説明できるとの結論が得られた。特に、熱慣性分布は、噴出した水の表層への堆積に関連していると予測されている (Trumbo et al., 2017, 2018)。熱慣性の非一様の素過程は不明だが、水噴出の堆積によって生成された新しい表層が、周囲の古い表層と比較して、異なる結晶構造、空隙率、粒径等の物性をもつと期待できる。

ガリレオ探査機の、エウロパフライバイ時におけるプラズマ波動観測では、数 100km の高度で、水噴出が数 100 km 程度の空間広がりを持っていることが示唆されている (Jia et al., 2018)。表層における水噴出・亀裂の空間スケールは、数 100km 以下と予想され、ALMA の空間分解能 (~200km) では、分解できていない可能性がある。熱放射分布を ALMA を超える高空間分解能で観測できれば、水噴出に関連する高温領域を検出できる可能性がある。少なくとも、ALMA よりも高空間分解能の熱放射分布が取得できれば、水噴出を含む表層の熱慣性分布を水噴出スケールの高解像度で取得でき、表層の物性環境の解明に寄与できる。

水噴出の時間変動のタイムスケールは未解決の大問題だが、ハッブル宇宙望遠鏡による水素・酸素紫外輝線の撮像観測では、水噴出を示唆する分布が、少なくとも年単位で出現・消滅していることが分かっている (Roth et al., 2014)。エウロパの軌道運動に起因する潮汐力の変動により、プリュームが衛星公転 85 時間のうち、特定位相で出現すると予測されており、各位相でハッブルの観測が行われた (Roth et al., 2016) が、現時点で明確な依存性は報告されていない。これは、軌道運動による潮汐力の変化が、水噴出を変動させるに至らない可能性を示唆するが、公転位相に対する観測数が不足しているため、明確には結論付けられない。また、他の原因としては、エウロパを取り囲む木星磁気圏プラズマが変動し、電子衝突励起によるエウロパ希薄大気の発光が変動し、プリューム関連の分布がコンタミを受けている等が考えられる。紫外線観測以外の独立した観測として、電波干渉計による熱放射撮像の必要性が高まっている。

11.1.4 電波再結合線 (radio recombination line: RRL)

形成途中の惑星からは、質量降着の際のショック加熱に伴う水素原子からの再結合線が輝線として放出される。水素の再結合線というと、紫外線や可視光におけるライマン系列やバルマー系列の $\text{Ly } \alpha$ ($\lambda = 121.50 \text{ nm}$) や $\text{H}\alpha$ ($\lambda = 656.28 \text{ nm}$) などがよく観測されているが、電波の波長域にお

いてはさらにエネルギー準位の高い遷移に伴う電波再結合線 (radio recombination line: RRL) がある (例えば $H80\alpha$: 12.607 GHz など; これは、電離した水素原子の $n = 81$ のエネルギー準位に電子が落ちて中性化した後、 $n = 81 \Rightarrow 80$ とエネルギー準位を落とすときに出す輝線である)。これは、SKA の観測周波数とも重なってくる。RRL の観測は、これまですでに大質量星の周囲で行われている (e.g., Roelfsema & Goss, 1992)。

形成途中の (原始惑星系円盤に埋もれた) 惑星の観測において、可視光などの短波長観測と比較した電波観測におけるメリットは何と言っても、視線方向に存在するダストによる減光の影響を無視できることだろう。そのため、分子雲や原始惑星系円盤のダストに埋もれて可視光では観測できないような若い系外惑星からの放射も、電波ならば観測可能である。また、可視光観測でしばしば問題となる減光補正の不定性の心配がないため、物理量の直接的な導出が可能なおもメリットである。ただし、このような形成途中の惑星の周囲では電子密度が大きくなっており、プラズマ周波数 (式 11.3) によるカットオフが問題になってくる可能性がある。若い系外惑星周囲の電子密度を $n_e \sim 10^{10}$ - 10^{12} 程度と見積もると、10 GHz に近い周波数では観測可能だろう。

図 11.17 は原始惑星系円盤に埋もれた若い惑星周囲の降着ガス流の概念図である。若い惑星が周惑星円盤に囲まれており、それらが母体の原始惑星系円盤に埋もれている状況を想定している。一般に、原始惑星系円盤のガスの厚みは中心星からの距離の約 10% ほどだと考えられており (中心星からの距離が数 10au の場合)、惑星 + 周惑星円盤よりも鉛直方向上空に広がっている (図 11.17)。よって、惑星 + 周惑星円盤には原始惑星系円盤から鉛直方向にガスが降着すると考えられている (e.g., Tanigawa et al., 2012)。(円盤中央面においてはガスの角運動量のためにガスは惑星もしくは周惑星円盤に降着できず、再び原始惑星系円盤に降着ガスは戻ってしまう。) 惑星もしくは周惑星円盤に降

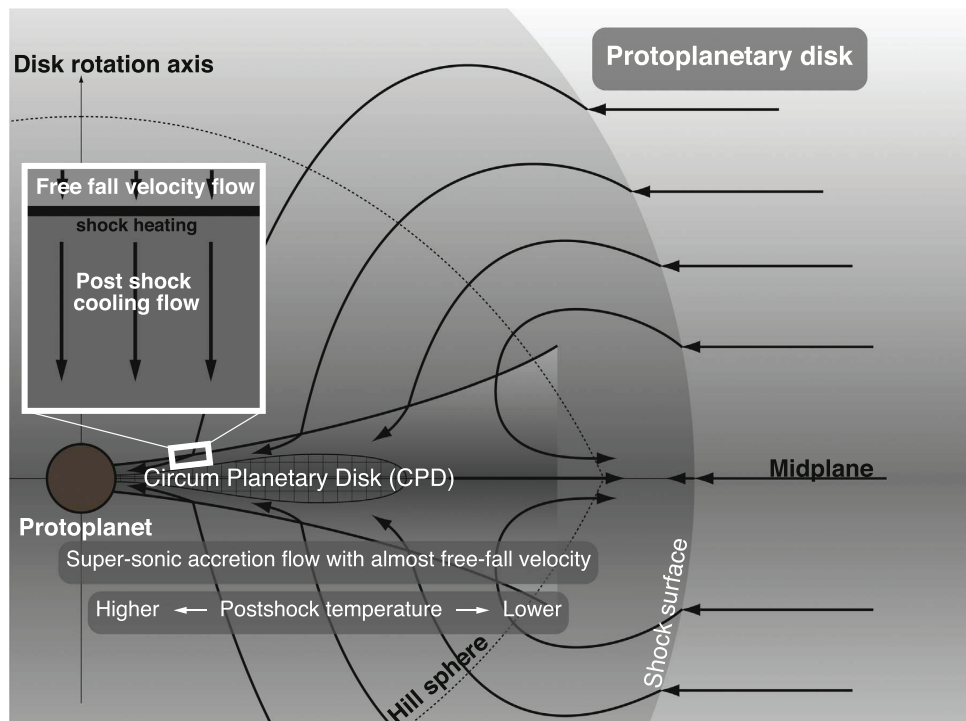


図 11.17: 若い惑星への質量降着の概念図 (Aoyama et al., 2018)。円盤を真横から見た図で、矢印は降着流の流れを示す。

着するガスは、惑星の重力により、自由落下速度 $v = \sqrt{2GM/r} \sim 60 \text{ km/s} (M/M_J)^{1/2} (r/R_J)^{-1/2}$ (G は万有引力定数、 M は惑星質量、 r は惑星中心からの距離、 M_J は木星質量、 R_J は木星半径) で惑星もしくは周惑星円盤の表面に衝突する。自由落下速度が 30 km/s を超えると、水素分子を水素原子に解離させ、さらに水素原子を電離させるのに十分な熱 (約 1 万度以上) が衝突の際に生じる。ガス衝突後、プラズマガスの冷却により、電離した電子が水素原子核と再結合した際にエネルギー準位に応じた光が放出され、さらに各エネルギー準位間を遷移する際に輝線が放出される。これら一連の詳細な計算は Aoyama et al. (2018) に詳しい記述がある。

11.1.5 人工電波

最後に、知的生命による人工的な電波についても触れておこう。地球外文明の探査のことを一般に Searching for ExtraTerrestrial Intelligence、略して SETI というが、科学的な地球外文明の探索は Cocconi & Morrison (1959) による提案や Drake (1961) による最初の試み以来、電波観測によるものが主流であった。その理由は電波放射のコストが他の波長に比べて安いこと、星間空間のガスの影響をあまり受けないことなどにある。

地球外文明からの人工的な電波放射には意図的なものと非意図的なものの 2 種類が考えられる。意図的な人工電波とは地球外文明が他の惑星の文明との交信を目的として発するもので、検出されやすいように帯域などが調整されており大きな強度を持つと考えられる。したがって長期間にわたってこのような放射が行われていれば我々が受信できる可能性は高い。一方で非意図的な人工電波は、地球でいうテレビ・レーダーなど文明活動によるもので宇宙空間に漏れ出すものをいう。これはエネルギー的には無駄であるので意図的な人工電波に比べるとかなり弱いと考えられ、しかも文明が進歩するにつれてさらに弱まっていく可能性もある。しかし意図的な人工電波を発する文明はそうでない文明に比べて圧倒的に少ないと推測されるので、どちらがターゲットとして優れているかは明らかでない。いずれにせよ、人工電波はもし検出されれば自然電波との区別は容易であり、太陽系外惑星大気のスペクトル観測によるバイオマーカー (生命存在の指標となる分子) の検出に比べると、地球外生命の探査において SETI はより直接的である。

では SETI を行う上でどの周波数が良いのか。1 GHz 以下の低周波では銀河系のシンクロトロン放射が強く、また 15GHz 以上では地球大気の水や酸素分子による放射・吸収が強いため、その間 (1-15GHz) が Terrestrial Microwave Window (TMW) として SETI に適すると考えるのが一般的である。しかしこれでも探査すべき帯域は広く、特に広帯域の観測が不可能であった初期の SETI では water hole と呼ばれる中性水素の 1.42 GHz から水酸基の 1.67 GHz までの帯域がターゲットとされた。実際、Cocconi & Morrison (1959) でも 1.42 GHz における狭帯域観測が提案され、Drake (1961) では 1.42 GHz 周辺の 400 kHz 幅の帯域が 100 Hz 幅のチャンネルにより観測された。また、こうした 1.42GHz、1.67GHz の周波数に円周率やネイピア数などの数学定数をかけた周波数が星間通信チャンネルに適しているという主張もある。さらに 50MHz-300MHz 帯は TMW の外ではあるが、地球から最も強く人工電波が漏れ出しているためやはり重要であるとも考えられる。逆に数十 GHz の帯域も星間ガスの影響を受けにくいいため、地球外文明が意図的に電波を放射するときに好まれるかもしれない。このようにどの周波数帯で SETI を行うべきかは難しい問題であるが、近年の望遠鏡ではかつてない広帯域の観測が可能になってきており、特定の周波数を選択する必要は薄れてきている。

地球外文明からどの程度の強度の信号が期待されるかを見積もるため、地球における人工電波放射を見ておく。非意図的な信号に関しては地球には次のような電波源がある。

- 惑星間レーダー： 2×10^{20} erg/s (地球に数個)
- 長距離航空レーダー： 1×10^{17} erg/s (地球に数十個)
- 大強度テレビ・ラジオ： 5×10^{12} erg/s (地球に数百個)

ここで強度は等方換算の数値 (EIRP: Equivalent Isotropically Radiated Power) である。

11.2 国際 SKA で狙うサイエンス

この章では、国際 SKA で議論されている惑星の電波放射の検出についてレビューする。検討されている方向性としては2つある。一つは太陽系外惑星からのオーロラ電波の検出 (11.2.1 節) である。太陽系外惑星のオーロラ電波については、1990 年代に太陽系外惑星が発見された直後から一部で議論が始まっており、系外惑星の多様性を考慮した放射強度の理論的な見積もりや、既存の電波望遠鏡による観測が試みられてきた。その延長線上に、より感度の高い SKA による系外惑星観測がある。11.2.1 節では、これまでの研究をベースに、国際 SKA による議論をまとめる。

もう一つの方向性は、知的生命探査 (SETI; 11.2.2 節) である。知的生命の存在頻度やその検出可能性には不確定性が大きいですが、SKA のサーベイデータを利用すれば、それらに統計的な制限が可能になると考えられる。国際 SKA で注目されているターゲットや、現在の地球上に存在する人工電波の強度を元にした見積もりを、11.2.2 節にまとめる。

11.2.1 太陽系外惑星系からのオーロラ電波検出に向けて

これまでに多くの系外惑星の電波観測が行われてきたが、未だに系外惑星からの電波放射の検出例は報告されていない。ここでは、国際 SKA チームで議論されている系外惑星からの電波放射の見積もりやターゲット、これまで行われてきた観測を紹介する。

惑星電波放射のスケーリング則

系外惑星の電波放射強度を見積もる上でベースとなっているのは、太陽系内惑星の電波放射に見られるスケーリング則である。Zarka et al. (2001) は、惑星のオーロラ電波の放射強度が、惑星の磁気圏に供給される太陽風の運動エネルギーまたは磁気的エネルギー (ポインティングフラックス) に比例していることを発見した (図 11.18 の黒点)。電波放射が運動エネルギー P_{kin} に比例すると考えると、その関係は次のように表される。

$$P_{\text{rad}} = \alpha P_{\text{kin}} = \alpha N m_p V^3 \pi R_{\text{MP}}^2 \quad (11.10)$$

ここで、 m_p は陽子の質量、 V は惑星に対する太陽風の相対速度、 $N (= N_0/d^2)$ は太陽風の密度 (N_0 は 1AU における太陽風の密度、 d は太陽からの距離)、そして、 R_{MP} は磁気圏のサイズ (太陽風の動圧、惑星間磁場の磁気圧、太陽風の熱的圧力、惑星磁気圏の磁気圧、磁気圏のプラズマの熱的な圧力の釣り合いで決まる) を表している。 α は太陽風の運動エネルギーが電波放射のエネルギーに変換される効率で、 $\alpha \sim 10^{-5}$ となる。

一方、磁気的エネルギー P_{imf} に比例すると考えると、 P_{rad} は次のように表される。

$$P_{\text{rad}} = \beta P_{\text{imf}} = \beta (B_{\perp}^2/\mu_0) V \pi R_{\text{MP}}^2 \quad (11.11)$$

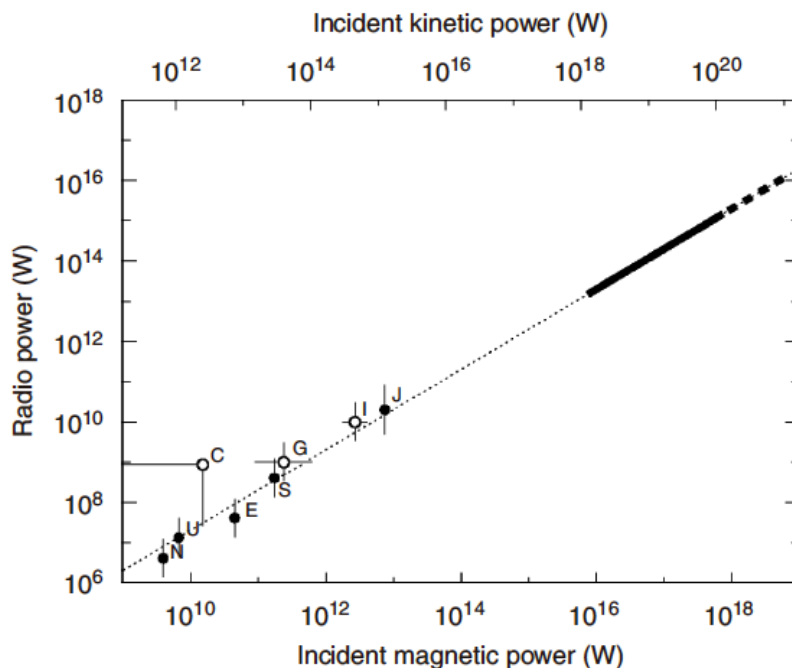


図 11.18: 惑星電波強度のスケールリング則 (Zarka, 2007)。磁気圏に侵入するエネルギーに対する惑星電波強度の関係を示している。横軸は、太陽風が持つ力学的あるいは磁気エネルギー、縦軸は惑星・衛星から放射される電波の強度を示す。N,U,C,E,S,G,I,J は、それぞれ、海王星、天王星、カリスト、地球、土星、ガニメデ、イオ、木星を示す。

ここで、 B_{\perp} は太陽風の流れに垂直な惑星間磁場、 β は α と同様のエネルギー変換効率で $\beta \sim 2 \times 10^{-3}$ となる。

以下のように、衛星からの電波も考慮すると、惑星磁気圏に消費される磁気的エネルギー P_{imf} に比例していると考えると良いことが示唆される。木星-衛星の系の相互作用は、以下の二種類に分類される。

1. プラズマの流れ、惑星と衛星どちらも強く磁化している場合の相互作用 (dipolar interaction)
2. 強く磁化しているプラズマの流れと、弱く磁化している、あるいは磁化していない衛星の相互作用 (unipolar interaction)

前者はガニメデ-木星の系で見られる相互作用で、その系で消費されるエネルギー P_d は次の式で表される。

$$P_d \sim \epsilon(VB_{\perp}/\mu_0)\pi R_{\text{MP}}^2 \quad (11.12)$$

ϵ はガニメデの持つ磁場によって引き起こされる磁場の再結合の効率を表すもので、最大 0.3 をとると考えられている (Kivelson et al., 1997)。 R_{MP} は磁気圏の半径で、ガニメデの場合、ガニメデの半径の 2.5 から 3 倍の大きさになる。

後者についてはイオ-木星の系と同様で、この時消費されるエネルギーはアルフヴェンマッハ数 M_A を用いて次のように表される。

$$P_d = (1 + M_A^{-2})^{-1/2}(VB_{\perp}/\mu_0)\pi R_{\text{obs}}^2 \quad (11.13)$$

R_{obs} は obstacle 半径でイオの半径の 1.1 から 1.4 倍の大きさになる。この場合の式 11.13 で用いられる係数 $(1 + M_A^{-2})^{-1/2}$ もおおよそ最大 0.3 になる (Kivelson et al., 1997) ため、上記の衛星と木星の相互作用に関する式 2 つは、

$$P_d \sim \epsilon(VB_{\perp}/\mu_0)\pi R_{\text{obs}}^2 \quad (11.14)$$

としてまとめて考えることができる。そして、イオ-木星とガニメデ-木星相互作用それぞれについて、式 11.14 の ϵ を 1 とした時の P_d と P_{rad} の関係が図 11.18 上の白色の点で表されている。これらの点を見ると、(カリストを除けば) 太陽風-惑星磁気圏相互作用で考えた直線付近に分布していることがわかる。この結果から、太陽系内天体の電波放射エネルギーのスケーリング則は次のように一般化できる。

$$P_{\text{rad}} \sim \eta \times P_d \quad (11.15)$$

ここで、 $\eta = 2 - 10 \times 10^{-3}$ (Zarka, 2007)。

スケーリング則の注意点 前述のスケーリング則では、自転・磁場のエネルギーが主要なはずの木星電波に関しても、太陽風と関連付けられている。これは、太陽風静穏時において自転・磁場で励起されている電波強度に対して、太陽風擾乱時の電波の振幅が同等かそれ以上であるため、太陽風も瞬間的に主要なエネルギー源として扱えるという解釈に基づいているためである。また、惑星磁気圏の深部にあり、太陽風の影響の無い衛星イオやガニメデに対しても同様の関係が示されている。これは、衛星の磁気圏や大気に対して、周囲の惑星磁気圏プラズマが入力するポインティングフラックス・運動エネルギーと、衛星（もしくは惑星側の電離圏フットプリント）からの電波強度を関連付けている。したがって、図 11.18 は、天体外部から入力されるポインティングフラックス・運動エネルギーと、天体から放射される電波の強度の関係を、一般的に示している。天体に入力されるエネルギーの源は問わず、太陽風、惑星自転・磁場どちらでも良いことに注意が必要である。

惑星磁気モーメントのスケーリング則

惑星電波強度のスケーリング則による電波強度の見積もりには、惑星磁気圏のサイズがパラメータとして入っているが、それを推定するには惑星の磁束モーメントを推定する必要がある。しかし、惑星の磁場モーメントの各種惑星パラメータ依存性には、大きな不定性が残る。これまでに提案されている惑星磁場のスケーリング則を、表 11.2.1 にまとめた。全体として、惑星の磁場のスケーリングの多くは、ダイナモ領域のサイズや密度、そして自転角速度をファクターとして考えられてきたが、惑星内部の熱流速でスケーリングする提案もある。どのスケーリングが本質的かによって、太陽系内惑星と諸条件が異なる太陽系外惑星の磁場強度の見積もりは大きく左右される。たとえば、ホットジュピターは、潮汐力により自転周期が公転周期（典型的には数日）と同期している、つまり、木星に比べて自転周期が遅いと考えられる。よって、磁場強度が自転周期に依存するとするスケーリングを用いるなら、ホットジュピターの磁場強度は弱くなると推定される (Grießmeier et al., 2004; Khodachenko et al., 2011) (図 11.19)⁴。一方、Christensen et al. (2009)

⁴最近、電波望遠鏡を用いた系外惑星電波の観測とは別に、光学望遠鏡を用いた系外惑星の磁場強度の制限も行われている (Cauley et al., 2019)。この研究では、Ca K 線の変動量を Star-Planet interaction の全エネルギーに直してさらに磁場を見積もっている。得られたホットジュピターの磁場強度は 20G から 120G で、ホットジュピターは強い磁場を持っていると主張している。今後は、電波だけでなく可視・赤外その他様々な周波数帯での観測を行うことにより、惑星の磁場強度の制約を行うことが重要となる。

	Study	Scaling Law
#1	Busse (1976)	$B^2 \propto \rho_c \omega^2 r_c^2$
#2	e.g. Russell (1978)	$B_p R_p^3 \propto (\rho_c \omega^2 r_p^5)^a$
#3	Stevenson (1979)	$B^2 \propto \rho_c \omega \sigma^{-1}$
#4	Stevenson (1983)	$B^2 \propto \rho_c^{1/2} \omega^{1/2} r_c^{1/2} E^{1/2}$
#5	Stevenson (1984)	$B^2 \propto \rho_c r_c^3 E \sigma$
#6	Curtis & Ness (1986)	$B^2 \propto \rho_c^{2/3} \omega r_c E^{1/3}$
#7	Mizutani et al. (1992)	$B^2 \propto \rho_c \omega^{3/2} r_c \sigma^{-1/2}$
#8	Mizutani et al. (1992)	$B^2 \propto \rho_c \omega \sigma^{-1}$
#9	Sano (1993)	$B^2 \propto \rho_c \omega^2 r_c$
#10	Starchenko & Jones (2002)	$B^2 \propto \rho_c \omega^{1/2} r_c^{3/2} E^{2/3}$
#11	Sánchez-Lavega (2004)	$B^2 \propto \rho_c \omega \sigma^{-1}$
#12	Christensen & Aubert (2006)	$B^2 \propto \rho_c r_c^{4/3} E^{2/3}$
#13	Christensen et al. (2009)	$B^2 \propto f_{\text{ohm}} \rho_c^{1/3} (F q_0)^{2/3}$

表 11.2: 磁場 B のスケーリング則。 ρ_c 、 ω 、 r_c はそれぞれコアの密度、自転角速度、サイズを表す。 E は惑星内部の熱源に起因する熱流束で、 σ は惑星核内部の流体物質の電気電導率である。 f_{ohm} は全体で消費されるエネルギーのうち、抵抗で消費されるエネルギーの割合、 q_0 はダイナモの外側の境界における対流の流束、 F は効率を表す係数である。

に従って、惑星の磁気モーメントは自転に依存せず主に対流フラックスでスケールされる (#13) 場合、ホットジュピターでも木星と同程度の磁場強度を持っていてもおかしくはない。また、内部のエネルギー流量が大きい若い惑星は、特に強い磁場を持つ可能性がある。

恒星風の多様性、CME の影響

太陽風との相互作用による惑星からのオーロラ電波放射を考えるにあたっては、惑星の磁気モーメントだけでなく、惑星軌道における恒星風の性質も鍵となる。Zarka et al. (2001) による惑星のオーロラ電波強度のスケーリングを見ると、恒星風の速度と、プラズマ密度あるいは（速度に垂直な方向の）磁場強度が特に重要であることが分かる。これらの恒星風パラメータは一般に主星の型や年齢に依存する。一般的に若い恒星ほど大きなエネルギーを持った恒星風を伴うため、若い惑星系が良いターゲットとなると提案されている (Stevens, 2005; Grießmeier et al., 2005)。ただし、非常に若い恒星 ($< \sim 0.7 \text{ Gyr}$) の恒星風など、極端な状態の恒星風については未解明の部分も残り、今後の課題である。また、定常的な恒星風のエネルギーのみでなく、coronal mass ejection (CME) による突発的なプラズマ放出もオーロラ電波のエネルギー源として考えられ、CME の強さによっては一時的に強いオーロラ電波放射を生じる可能性がある (Grießmeier et al., 2006a; Grießmeier et al., 2007)。

オーロラ電波観測の好ターゲットとしてのホットジュピター

前述のスケーリング則を外挿すると、太陽風のエネルギーはおよそ軌道長半径の二乗に反比例するため、主星の近傍を公転する惑星はより強い電波を放射することになる。（恒星風の動圧・磁

気圧が大きくなると惑星の磁気圏は小さくなるが、その影響を考慮しても、単純な見積もりでは電波放射はおおよそ $a^{-4/3}$ に比例することになる (e.g., Griebmeier et al., 2005)。(また、同じ恒星風なら、惑星の磁気モーメントが大きい方が磁気圏が広がりエネルギーの入力が大きくなるため強い電波を放射すると考えられる。惑星の磁気モーメントは基本的には大きな惑星で大きいと予想される (表 11.2.1) ので、木星程度以上に大きな惑星の電波放射の方が強いことになる。この二点を考慮すると、主星近傍 0.1 AU 以内を公転するホットジュピターは電波放射観測の良いターゲットと考えられる。木星と同等の磁場を持つホットジュピター (軌道半径 $< 10R_S$) の磁気圏と主星の恒星風の相互作用に起因する電波放射を考えると、この系に入力されるエネルギーは木星の場合の $10^3 - 10^5$ 倍になり (図 11.20)、その分だけ電波放射強度が強くなると予想される (図 11.18 の太線)。ただし、前述のとおり、磁気モーメントのスケールリング則によってはホットジュピターの磁気モーメントは小さく磁気圏が小さい可能性もある (図 11.19)。

また、ホットジュピターのような主星近傍の惑星は、惑星-衛星の相互作用のスケールアップバージョンとしての恒星-惑星の相互作用も考えることができる。ホットジュピターが強く磁化している場合は木星-ガニメデの相互作用を、弱く磁化している、あるいは磁化していない場合は木星-イオの相互作用を適用して考えることができ、木星の放射の 10^6 倍の強度で放射できると考えられている (図 11.18 の太い点線)。

これまでの観測例

電波放射の見積もりを元に、電波望遠鏡を用いた系外惑星の観測が行われている。表 11.2.1 は、これまでに発表 (出版) された観測のリストである。現在までに系外惑星からの電波放射を検出し

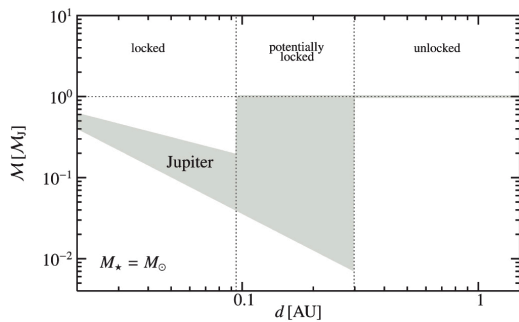


図 11.19: 太陽のような星 ($M_* = M_S$, $R_* = R_S$) を周回する木星のような惑星 ($M_p = M_J$, $r_p = R_J$) の磁気モーメントの推定 (Khodachenko et al., 2011)。横軸は主星から惑星までの距離 (d [AU])、縦軸は木星の磁気モーメント ($M_J = 1.56 \times 10^{27} \text{Am}^2$) を基準とした時の系外惑星の磁気モーメントである。3つの場合 (潮汐固定が起こる場合、あるいは起こる可能性のある場合、起こらない場合) それぞれについて磁気モーメントの推定を行っており、灰色の領域内に値を持つと見積もられている。

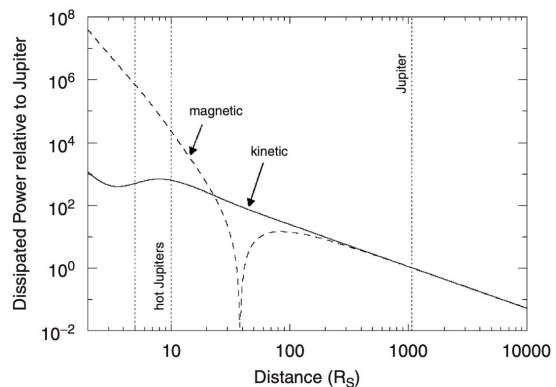


図 11.20: 磁気圏で消費される恒星風の運動エネルギーと磁氣的エネルギー (Zarka, 2007)。横軸は主星からの距離を、縦軸は磁気圏で消費される恒星風のエネルギー (木星磁気圏で消費される太陽風のエネルギーで規格化されている) を示す。 $5R_S - 10R_S$ に位置するホットジュピターの磁気圏で消費される恒星風のエネルギーは、運動エネルギー、磁氣的エネルギーそれぞれの場合で木星の 10^3 、 10^5 倍になる。

Telescope	Frequency	Sensitivity	Reference
UTR-2	7-35 MHz	2000-4000 mJy	Zarka et al. (1997)
	18-32 MHz	100-1600 mJy	Ryabov et al. (2004)
	12-32 MHz	~100 mJy	Zarka (2011)
Clark Lake	26.3 MHz	100 mJy	Yantis et al. (1977)
LOFAR	10-60 MHz	21 mJy	Turner et al. (2017)
	150MHz	0.57-0.98mJy	O' Gorman et al. (2018)
MWA	154 MHz	3-50 mJy	Murphy et al. (2015)
	154 MHz	4-235 mJy	Lynch et al. (2017)
GMRT	153 MHz	2 mJy	Majid et al. (2006)
			Winterhalter et al. (2006)
	157 MHz	7.8-15.5 mJy	George et al. (2007)
	148 MHz	2.1-3.6 mJy	Lecavelier des Etangs et al. (2011)
	150 MHz	3.9 mJy	Lecavelier des Etangs et al. (2013)
	153 MHz	1.2 mJy	Hallinan et al. (2013)
	150 MHz	8.7-136 mJy	Sirothia et al. (2014)
	244 MHz	2 mJy	Lecavelier des Etangs et al. (2009)
	614 MHz	0.16 mJy	Lecavelier des Etangs et al. (2009)
GBT	307-347 MHz	81 mJy	Smith et al. (2009)
VLA	74 MHz	50 mJy	Bastian et al. (2000)
	74MHz	120 mJy	Farrell et al. (2003)
	74MHz	300 mJy	Lazio et al. (2004)
	74MHz	135-300 mJy	Lazio et al. (2007)
	74MHz	10-33mJy	Lazio et al. (2010a)
	330MHz	30mJy	Winglee et al. (1986)
	333 MHz	1-10 mJy	Bastian et al. (2000)
	325 MHz	1.7 mJy	Lazio et al. (2010a)
	1460 MHz	0.3 mJy	Winglee et al. (1986)
	1465 MHz	0.02-0.07 mJy	Bastian et al. (2000)
	1425 MHz	0.048 mJy	Lazio et al. (2010b)
	4900 MHz	0.15 mJy	Winglee et al. (1986)
	6000 MHz	0.9 mJy	Bower et al. (2016)
VLBA	8400 MHz	0.5 mJy	Bower et al. (2016)
WSRT	1700 MHz	0.042 mJy	Stroe et al. (2012)
Mizusawa	8600 MHz	1000 mJy	Shiratori et al. (2006)

表 11.3: 電波によるこれまでの系外惑星の観測

た例はなく、いずれも惑星からの放射の上限だけが示されている。

11.2.2 SKA による SETI

SETI は周波数や位置に関して膨大なパラメータスペースをサーベイしなければならないが、SETI だけのために SKA のような望遠鏡で長い観測時間を割り当てることは不可能である。そこで commensal observation (相乗り観測) という手法が重要になる。これは一つの観測やサーベイのデータを複数の科学目的のために利用するもので、実際にアレシボ望遠鏡で行われており、年間数千時間の観測データが SETI で利用されている。SKA では銀河面サーベイや全天サーベイなど、多数のサーベイが行われる予定で、データを SETI 解析のソフトウェアがインストールされた計算機に送ることで SETI が可能になる。commensal observation は特定の天体をターゲットとしない blind survey であり、等方的で volume-limited な (天体の明るさによらず特定の体積内の天体を全て観測できる) サーベイは地球外文明の存在について統計的な議論に非常に有用である。

一方、宇宙生物学的に興味深い領域や天体をターゲットとする観測もやはり考えるべきである。例えばケプラー望遠鏡の観測領域や銀河中心領域や、ハビタブル惑星や太陽系に似た惑星系などが重要である。特に興味深いターゲットとして以下のようなものが考えられている。

- 地球からエッジオンで観測される惑星系で、ハビタブルゾーンに二つ (以上) の惑星があるシステム。進んだ文明であれば双方の惑星に居住すると考えられるが、惑星間通信のために強い電波を放射するであろう。そして二つの惑星の位置関係によってはその電波のビームが地球に向くことがある。これは SETI の良いターゲットとなる。
- ハビタブルゾーンは惑星系の中で生命が育まれる可能性のある領域であるが、より視野を広げて銀河系の中のどのような場所で生命が生まれ進化しやすいかを考える Galactic Habitable Zone という概念がある (Lineweaver et al., 2004)。文明が発達するためには単に生命が生まれるよりも長い時間がかかると考えられる。地球の例を考えれば、数十億年というタイムスケールであろう。もし近傍で超新星爆発があれば生命は絶滅すると考えられるので、文明が生まれるためには超新星爆発が起こる時間間隔が数十億年以上であるような領域でないと文明の存在は期待できない。Morrison & Gowanlock (2014) ではこのような観点から、銀河中心方向の数百平方度が SETI の探査領域として適当であると議論した。
- 地球外文明が他の文明に向けてメッセージを送るときに星間空間のレーザーによる増幅を利用する可能性があるため、そのような領域をターゲットとすることも有用である。

図 11.21 は 15pc にある人工電波源に対する様々な電波望遠鏡の感度である。ここでは commensal observation を想定して 10 分間の積分を仮定している。またバンド幅は 0.5 Hz で 15σ 以上であれば検出であるとしている。惑星間レーダーであれば SKA を含む様々な望遠鏡で検出できる。SKA1 (SKA2) なら 1.5kpc (5kpc) の距離であっても惑星間レーダーを検出できることがわかる。また長距離航空レーダーのような弱い電波源であっても SKA2 であれば 15pc の距離で検出できる感度を持つ。

次に、SETI が主目的である観測を想定し、60 分間の積分をしたときに、人工電波源を検出できるような距離にある恒星がいくつあるかをプロットしたものが図 11.22 である。長距離航空レーダーであれば SKA1 で 1 万個程度、SKA2 であれば数十万個の恒星がターゲットになることがわかる。さらに SKA2 であればごく近傍の数個の恒星の惑星にある大強度テレビ・ラジオの人工電波も検出できる。

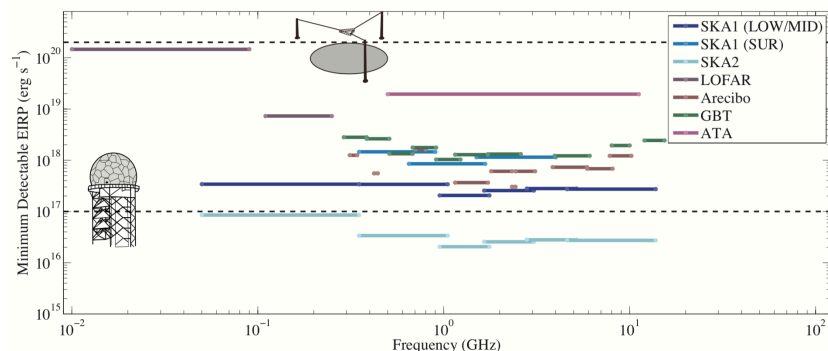


図 11.21: SKA ほか様々な電波望遠鏡の SETI に関する感度 (Siemion et al., 2015)。地球における惑星間レーダー（等方換算電波強度 2×10^{20} erg/s）と長距離航空レーダー（等方換算電波強度 1×10^{17} erg/s）を 15pc の距離に置き、10 分間の積分時間と 0.5 Hz のバンド幅の観測を想定し、 15σ を検出のしきい値としている。

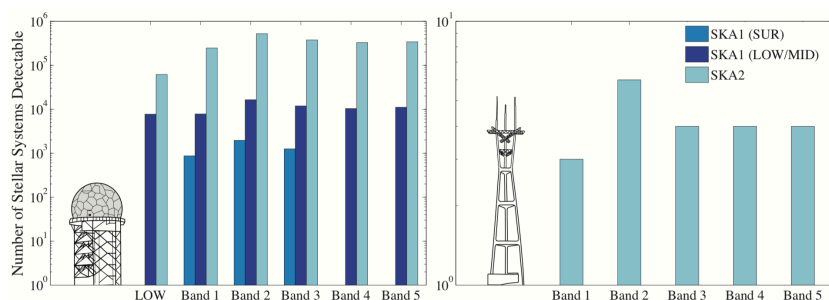


図 11.22: SKA で長距離航空レーダー（等方換算電波強度 1×10^{17} erg/s）と大強度テレビ・ラジオ（等方換算電波強度 5×10^{12} erg/s）を観測できる距離にある恒星の数 (Siemion et al., 2015)。積分時間 60 分、バンド幅 0.01 Hz を想定し、恒星密度を 0.1 pc^{-3} としている。

11.3 日本 SKA が検討するサイエンス

この章では、日本が特に注目している SKA を用いたサイエンスを紹介する。国際 SKA で議論されている太陽系外惑星からの電波放射の検出は、紫外線～赤外線領域における観測と相補的な系外惑星のキャラクターゼーションとして重要になると考えられ、日本でも幅広い惑星に注目して検討している (11.3.1 節)。また、電波によるトランジット観測を利用した磁気圏のキャラクターゼーション (11.3.3 節)、も合わせて検討を進めている。さらに、新しい可能性として、電波による形成途中の惑星へのガス降着の観測 (11.3.2 節) を提案している。一方、SKA の高感度・高空間分解能は、太陽系内惑星の磁気圏、あるいは惑星表層（大気、表面）の構造の理解にも大きく貢献するはずだ。ここでは、巨大ガス惑星の磁気圏の詳細観測 (11.3.4 節)、熱輻射による惑星大気・表層のマッピング (11.3.6 節)、太陽の磁氣的活動や太陽風の詳細観測 (11.3.7 節)、に関して、SKA で可能になるサイエンスを議論する。

11.3.1 太陽系外惑星からのオーロラ電波検出

木星と同等のものが 10pc 彼方にあった場合、そのオーロラ電波の放射強度は $1\mu\text{Jy}$ 程度である。SKA の点光源の 1 時間積分における感度は、たとえば SKA1-low の 96-132 MHz では $10\mu\text{Jy}$ 程度と期待され、既存の電波望遠鏡 (LOFAR、GMRT、VLA など) と比較して一桁程度感度が向上する。SKA2-low ではさらに一桁下がる見込みである。これらが完成すれば、木星のものと同様以上の強度のオーロラ電波を一声 10pc 以内の最近傍の太陽系外惑星に探ることが現実的なものとなる。(ただし、SKA の周波数帯で検出するためには、惑星の磁場強度は木星よりも大きい必要がある。) また、11.2 節でもみたように、理論的には、木星より数桁大きなオーロラ電波を放射するものもあっておかしくないと考えられ (e.g., Zarka, 2007; Grießmeier et al., 2007; Nichols, 2011, 2012; Noyola et al., 2014), このような天体があるとすれば SKA の時代には 100 pc 程度の距離まで探査可能となるだろう⁵。このように、SKA の時代には、太陽系近傍の木星程度以上のオーロラ電波を放つ多様な惑星をサーベイできるようになると期待される。

実際、これまでに発見されている系外惑星は、さまざまなパラメータについて幅広い多様性を持っている。図 11.23 に、これまでに発見されている太陽系近傍の惑星を、主星距離からの距離、サイズと軌道長半径、の平面でプロットした。褐色矮星に迫るほどの質量 (木星の 10 倍程度) のものから水星程度のものまで、典型的なホットジュピターよりさらに内側の軌道にあるものから非常に遠方にあるものまで、多様な惑星系があることがわかる。さらに、この図からはわからないが、主星のスペクトル型や年齢も、多様である。このようなさまざまな条件を持つ惑星系からのオーロラ電波を検出することができれば、惑星の固有磁場や磁気圏についての比較惑星学が可能になり、また、他の観測手法を組み合わせることにより、惑星固有磁場のスケージング則や電波放射のボーデ則についての示唆が得られるだろう。

以下では、特に注目したい惑星系のタイプや観測方法について述べる。

長周期惑星

11.2 節で見たように、これまで電波観測が試みられた系外惑星系は、主にホットジュピターを擁する系であった。これは、主星磁場や恒星風との相互作用が主星近傍で強いと考えられるためである。しかし、11.1.1 節で議論されているように、太陽系内でもっとも強い木星のオーロラ電波の主要な駆動源は、太陽風というより、衛星イオから供給されるプラズマと惑星磁場の自転である。同様のメカニズムによってオーロラ電波を放射する太陽系外ガス惑星を考えた場合のオーロラ電波放射強度の惑星パラメータ依存性は Nichols (2011) など議論されている。この描像に依拠する場合、より大きなオーロラ電波放射が期待されるのは、むしろ主星からある程度離れた軌道 (~ 1 AU 以遠程度) で大きな磁気圏を形成し、主星からの XUV によって発達した電離圏を持つような系であると考えられる。今後は、このような長周期軌道の惑星の観測も視野に入れていくべきだろう。

長周期惑星のオーロラ電波の観測には、ホットジュピターのオーロラ電波の観測にはないサイエンスの広がりがある。たとえば、ホットジュピターは初期状態がどうであれ現在では潮汐力によって自転と公転が同期しており赤道傾斜角はほぼゼロと考えられるが、潮汐の影響が効きにくい遠方の長周期惑星では、形成期やその後の (潮汐力以外の作用、たとえば惑星間相互作用など

⁵オーロラ電波の出力が P の惑星は、検出感度が F のとき、 $F = P/4\pi r^2$ となる距離 r まで観測できる。惑星のオーロラ電波の光度関数を $dn/dP = P^\alpha$ と仮定すると、感度 F で検出できる光度 P の天体の個数は、 $\propto r^3 P^\alpha \propto P^{3/2+\alpha}$ となるため、 $\alpha > -3/2$ の場合は、より強いオーロラ電波強度を持つ天体の方が多く検出されることになる。

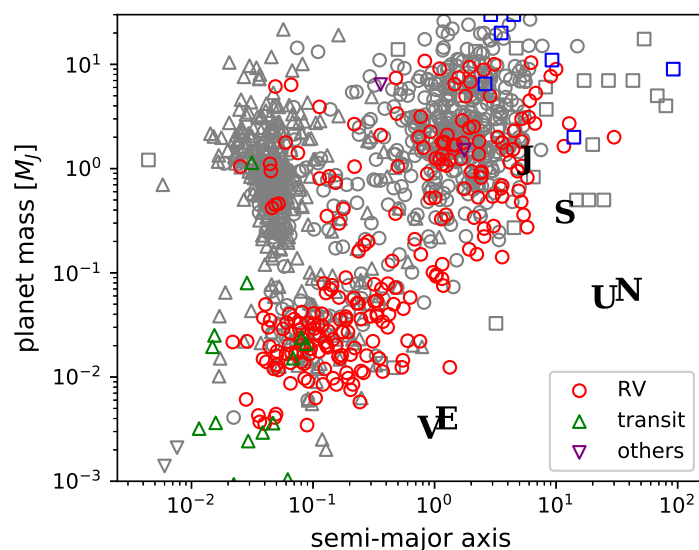


図 11.23: これまで (2019 年 12 月 6 日現在) に検出されている系外惑星を、検出方法別に、軌道長半径－惑星質量の平面にプロットしたもの。データソースは Open Exoplanet Catalogue ([url: http://www.openexoplanetcatalogue.com/](http://www.openexoplanetcatalogue.com/))。色付きは 30 pc 以内にある惑星。シンボル (色) の違いは発見した観測法の違いで、丸：視線速度法、三角：トランジット法、四角：直接撮像、逆三角：アストロメトリ。アルファベットは、太陽系内惑星を表している (J:木星、S:土星、U:天王星、N:海王星、E:地球、V:金星)。

による) 進化を反映した自転周期・赤道傾斜角を保有していると考えられる。また、ホットジュピターは軌道不安定のため衛星系を持たないと考えられるが、長周期軌道の巨大惑星は衛星系を持つ可能性があり、惑星磁気圏へのプラズマ供給源となっているかもしれない。これらの意味で、長周期軌道の巨大惑星からのオーロラ電波の検出は、惑星の形成とその後の進化に迫る貴重な手段になるだろう。

直接撮像観測とのシナジー：自転速度の起源、ダイナモスケリングの検証 主星から離れた軌道 (\sim a few AU 以遠) にある惑星のうち、若い惑星は、集積熱で明るく光っており、高コントラスト直接撮像観測の良いターゲットになっている。直接撮像された惑星は、そのスペクトルをモデルと比較することにより、半径や質量などの見積もりが得られる。また、近年では、高分散分光による大気分子吸収線のライン幅の広がりから、自転速度が見積もられている (Snellen et al., 2014; Bryan et al., 2018)。太陽系内惑星は、分裂速度の数%から数十%程度の速さで自転していることが知られているが、系外惑星の自転速度の見積もりにも同じ傾向が見られ、またそれは年齢によらないことが示唆されている (Bryan et al., 2018)。単純に考えると、巨大ガス惑星はガス捕獲・収縮の過程で初期の自転は分裂速度まで加速されてもおかしくないが、それよりもかなり小さい割合になっている理由はまだよく分かっていない。一つの可能性としては、惑星磁場と円盤中のプラズマの相互作用により角運動量が失われる可能性である (Batygin, 2018)。これは、T タウリ星が角運動量を失うメカニズムと類似する (e.g., Bouvier, 2013)。オーロラ電波によって惑星磁場強度を求めることで、自転角運動量の獲得と損失に制限を与えることができる。

また、形成直後の若い惑星は、形成期に獲得したエネルギーで太陽系内惑星とは桁で異なる熱放射

の光度を持っており、磁場が惑星の対流によるエネルギーフラックスに依存するとする Christensen (2010) のモデルでは、惑星磁場も強くなる可能性がある。彼らのスケールリングがどこまで妥当かはわからないが、いずれにしてもダイナモスケールリングのパラメータ値が太陽系内惑星と異なる領域を掃くため、ダイナモスケールリング則の検証に重要なデータ点となるだろう。また、形成初期の惑星内部の内部構造、特に対流の構造は未解明であり、木星についても初期の組成の勾配によって対流の発生の仕方が変わってくる (e.g., Vazan et al., 2018, and references therein)。若い惑星の固有磁場への制限は、このような熱史に関する示唆へ繋がる可能性がある。

トランジット観測とのシナジー 11.1.1 節で述べられている通り、惑星のオーロラ電波には指向性がある。特に、木星の電波は、電波が観測できるのは赤道付近の ± 10 deg 程度に限られている。また、オーロラ電波が検出されている褐色矮星は、自転軸の傾きが視線方向に対してほぼ 90deg であることが分かっており (Hallinan et al., 2008)、これは木星オーロラ電波と同様のビーミングをしていることの示唆かもしれない。太陽系外惑星からのオーロラ電波にも木星と同様の指向性を仮定し、且つ惑星の赤道傾斜角が大きくないと仮定した場合、惑星軌道が edge-on (軌道傾斜角が 90 deg 前後)、つまりトランジット系がもっとも観測しやすいことになる。この意味で、トランジット観測とのシナジーが期待される。また、最終的には、非トランジット惑星系との比較から、赤道傾斜角の分布の統計的な性質が見えてくる可能性がある。ただし、実際には、すでに検出されているトランジット惑星は主星近傍のものがほとんどである (図 11.23)。これは、トランジット確率が R_*/a (a は惑星の軌道長半径、 R_* は星の半径) に比例して落ちていくことと、周期が長くなるために、モニタリング期間が短いトランジットサーベイでは有意性を保証しづらいからである。しかし、2026 年打ち上げ予定の PLAnetary Transits and Oscillations of stars (PLATO) という宇宙ミッション (Rauer et al., 2014) では、太陽系近傍の明るい恒星周りの比較的長周期の惑星 (周期 1 年程度まで) の検出を目標としており、SKA による追観測に適したターゲットを洗い出すだろう。

巨星段階の恒星周りの惑星：恒星風の依存性、惑星の進化の最終状態

電波強度に関するスケールリング (式 11.10、式 11.11) を外挿する場合、オーロラ電波の強さは、恒星風の速度、磁場の強さ、場合によっては恒星風の密度に強く依存することになる。恒星風の各種物理量は恒星の進化段階によって変化する。主系列段階を終えた恒星は、赤色巨星に進化するに伴い大量の恒星風を出しながら徐々に質量を失っていく。この段階の恒星風は、密度が主系列段階より 6-9 桁も高くなる一方、恒星風の速度は 10 分の 1 程度まで小さくなり、また電離度も 10^{-3} 程度に下がる。この恒星磁場については、観測では多くの場合上限値が得られているのみだが (Konstantinova-Antova et al., 2010; Tsvetkova et al., 2013; Aurière et al., 2015)、例えば、M 型巨星 EK boo では、磁気モーメントは太陽の 1000 倍程度と見積もることができる。このため、惑星磁気圏への恒星風からの入力エネルギーが強くなり、主系列段階の惑星に比べて強い電波放射を出す可能性がある (Fujii et al., 2016)。(ただし、恒星風の密度が大きいことでプラズマ周波数 (式 11.3) は 5 AU でも 10-100 MHz 程度まで増大するため、CMI でオーロラ電波が発生するためには、少なくとも木星より強い表面磁場を惑星が持っている必要がある。)

このような後期主系列段階にある惑星系は太陽近傍に多くないが、SKA の高感度観測によって観測可能な距離が広がると、観測できるターゲットの数は飛躍的に増大し、さまざまな恒星風環境下における系外惑星のオーロラ電波を検出できるようになると期待される。桁で恒星風パラメータの異なる環境における惑星の電波放射を比較することにより、オーロラ電波のメカニズムやボー

デ則の適用範囲について理解が進むと期待される。

オーロラ電波の重力レンズを利用した銀河中心付近の惑星系の探査

SKA はサーベイ型の望遠鏡であり、様々な視線方向でモニタリングしたデータが得られる。その中には、天体の重力マイクロレンズ現象が自然に記録されている可能性がある。

重力マイクロレンズ現象とは、ある天体（光源天体）と観測者の間に別の天体（レンズ天体）が通過することで、レンズ天体の重力レンズ効果によって光源天体の光が増光したように見える現象である。元の明るさからどれだけ増光したかを示す増光率 A は、天球面上で光源とレンズ星がどれだけ近づいたかを表すパラメータ $u(= \theta_S/\theta_E)$ (θ_S は光源天体とレンズ天体の角距離、 θ_E はアインシュタイン半径である) で決まる：

$$A = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}} \quad (11.16)$$

光源天体とレンズ天体は相対的に運動しているため u は時間変化し、その相対的な運動の速度を V とすると $\theta_E/V \sim 1 - 2$ か月程度のタイムスケールで増光して元に戻る。

もし光源天体が惑星系で、且つ惑星のオーロラ電波が主星の電波よりも強い場合には、重力マイクロレンズ効果による惑星からのオーロラ電波の増光は独特の波型の時間変化（ライトカーブ）を示すと考えられる（図 11.24）。これは、惑星の公転運動の周期で u が振動するからである。このような特徴的な増光曲線によって、光源天体に付随する惑星が、電波スペクトルや軌道周期などの情報と共に同定できることになる。

重力レンズ効果自体の起こる確率は非常に低いので、銀河中心方向の恒星密度が高い領域をモニタリングすることが効率的だが、その方向には重力マイクロレンズの発生頻度が約 $100/\text{deg}^2/\text{year}$ 以上になる領域が存在する (Mroz et al., 2019)。SKA がこの視野を見続けた場合、SKA で検出可能な惑星の電波放射の重力マイクロレンズによる増光は、我々からバルジまでの距離程度である 8kpc にある光源を例とすると、1 年でおおよそ 0.37 回程度起こるということが惑星軌道の頻度分布を考慮した数値計算から示唆されている (Shiohira et al., in prep)。このような観測は、銀河中心に近い領域の惑星系の存在頻度の推定を可能にする貴重な方法で、星形成の環境が惑星系に及ぼす影響を調べるのに使える可能性がある。

11.3.2 ガス捕獲中の惑星の衝撃波由来の再結合線の検出

系外惑星を観測するモチベーションの一つは、惑星形成を理解することにある。本サブセクションでは、若い巨大ガス惑星（年齢 100 万年以下）における質量降着過程の際に放出される水素の電波再結合線（radio recombination line: RRL; 11.1.4 節を参照）を観測することで、惑星形成の何がわかるのか（サイエンス）および検出可能性について議論する。

サイエンス

惑星は原始惑星系円盤にて形成されると考えられているが、惑星形成における未解決の問題の一つは「どこ（軌道長半径）」で惑星は生まれるのか、である。それを理解する必要性は、これまで見つかっている系外惑星の分布が太陽系内の惑星の分布が大きく異なり、多様性に富んでいる

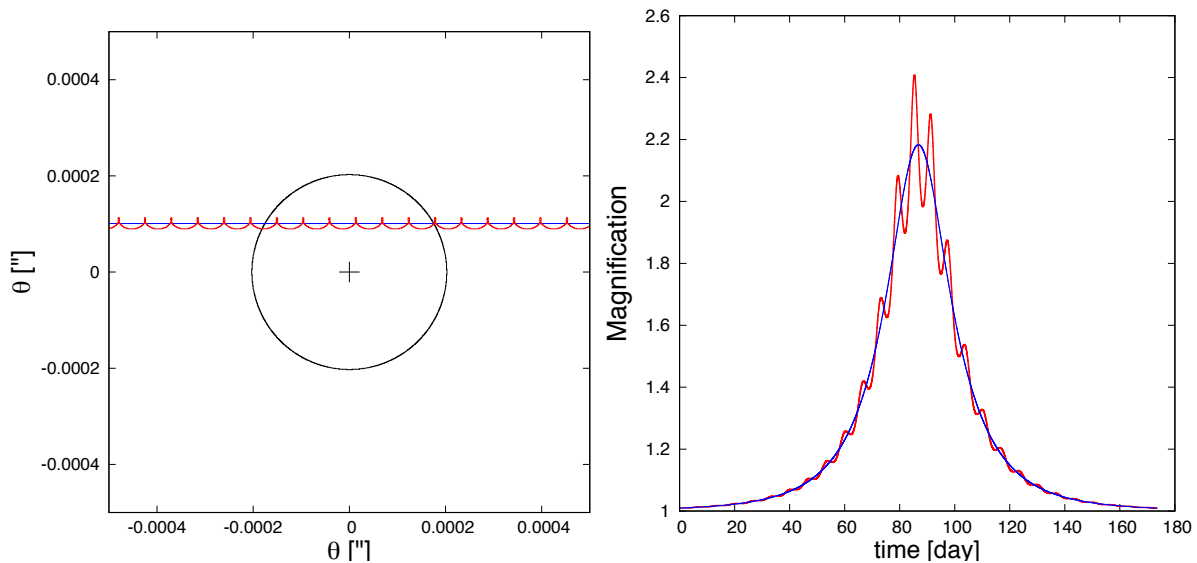


図 11.24: hot Jupiter を光源としたときの光源の軌跡 (左図) と、その軌跡によって導かれる増光曲線 (右図)。左図の黒色の円はアインシュタインリングと言われるもので、この円やその付近を通過するときに増光現象が起こる。赤色の線は hot Jupiter の軌跡を、青色の線は主星の軌跡を示している。右図の赤色の曲線は、hot Jupiter を光源とした時の増光曲線で、青色の線は主星を光源とした場合の増光曲線である。

ことに起因する (図 11.23)。ナイブには惑星は軌道が進化せずにその場で形成されるという考え方ができる。ALMA の観測によって原始惑星系円盤内のリングやギャップ構造の一部が平均運動共鳴にある可能性が示唆されており (Huang et al., 2018)、その場で惑星が形成された可能性がある。一方で、惑星形成後に惑星-円盤相互作用 (e.g., Kley & Nelson, 2012) や惑星-惑星相互作用 (e.g., Nagasawa et al., 2008) によって惑星の軌道が変化することも考えられている。したがって、系外惑星の多様性を理解するためには (惑星はその場で形成されるのか、はたまた形成後に軌道進化する場合、どのメカニズムが支配的かを理解すること)、惑星の初期分布 (惑星はどこで生まれるのか) を観測的に明らかにする必要がある。

可視光や近赤外線と比較した時、電波観測のメリットはダストによる減光が無視可能ほど小さいことである。よって、RRL 観測は周囲のダストに深く埋もれた形成過程にある惑星を観測するのに適している。一方で、一般に質量降着過程のトレーサーとしては紫外域における水素のバルマー系列の自由-束縛遷移における連続スペクトル (波長 3646\AA 以下) や可視光の束縛-束縛遷移における線スペクトル $H\alpha$ (6562.8\AA) などが用いられてきた。最近では、ヨーロッパ南天天文台の超大型望遠鏡 VLT が、年齢 500 万年程度の若い PDS 70 番星に付随する二つの惑星からの $H\alpha$ 線の直接撮像に成功している (Figure 11.25; Haffert et al. 2019)。しかし、これら短波長域では分子雲のダストによる減光の影響が大きく、減光の小さな天体、つまりある程度進化して周囲の分子雲やエンベロープが晴れ上がった天体のみが観測可能である。これらの天体は進化段階としては形成過程終了間際にあると考えられ、惑星-円盤相互作用などによってすでに軌道が変化した可能性がある。したがって、惑星の初期分布を明らかにするには、形成過程終了間際の天体よりも、軌道進化の可能性がより低い、もっと若い進化段階の惑星の観測が適してるだろう。木星のような巨大ガス惑星の場合、原始惑星が 10 地球質量程度まで成長すると、原始惑星周囲の原始惑星系円盤内のガスを暴走的に捕獲し、巨大ガス惑星に成長すると考えられている (e.g., Mizuno et al., 1978)。

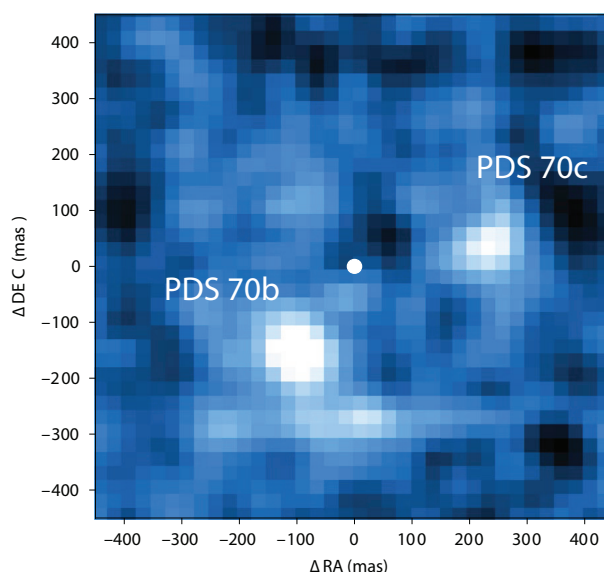


図 11.25: VLT/MUSE によって検出された PDS 70 (年齢: 約 500 万年、質量: 0.8 太陽質量、太陽系からの距離: 113 pc) に付随する二つの惑星からの H α 輝線 (Haffert et al., 2019)。

このような暴走的捕獲過程にある惑星は RRL を発光している可能性が高く、さらに、より若い進化段階にあると考えられるため、惑星の初期分布を明らかにする上で最適なターゲットと言える。また、このような若い惑星は原始惑星系円盤に深く埋もれているため、可視光などの観測は難しく、減光の影響が無視可能な電波観測が適している。

惑星の RRL 観測によって得られるものは、惑星の軌道長半径の分布だけではない。以下、RRL 観測から導出される物理量とそれに関連するサイエンスについて議論する。重要な物理量は、惑星の力学的質量 (M_p)、輝線発光領域の割合 (f_f : filling factor) および惑星への質量降着率 (\dot{M}_p) である。惑星の質量に関して、通常の直接撮像において広く用いられている系外惑星の質量の決定方法は、観測された惑星の明るさを惑星の進化モデル (e.g., COND model; Baraffe et al., 2003) と比較する方法である。しかしこの方法では、使用する進化モデルや惑星の年齢の不定性により、導出される質量に不定性が生じる。一方で、水素再結合線の観測ならば、線幅がガスの自由落下速度の情報を持っているため、惑星の力学的質量を導出可能である ($M_p = R_p v_0^2 / 2G$; R_p および v_0 はそれぞれ惑星半径とガスの自由落下速度)。惑星の力学的質量と進化モデルから導出した質量を比較することで、進化モデルに制限を与えることも期待される。ただし、ガスを暴走的に捕獲している段階においては、惑星の力学的質量の導出に必要な原始惑星の半径を予測するのは難しいかもしれない (原始惑星の重力が強すぎて、捕獲したガスが自身の圧力で自分自身を支えられないため安定してないから)。

輝線発光領域の割合 (f_f) は、観測される輝線の明るさから導出する ($L_{RRL} = 4\pi R_p^2 f_f F_{RRL} 10^{-A_{RRL}}$ 、ここで R_p は惑星半径、 F_{RRL} は単位面積当たりの RRL 発光強度、 A_{RRL} は RRL の減光量; Aoyama et al., 2018; Aoyama & Ikoma, 2019)。輝線が明るいほど f_f は大きい。惑星における RRL の f_f を決めることで、質量降着メカニズムについて制限を与える可能性がある。例えば星の場合、これまで行われてきた可視光などによる星の水素再結合線の観測によると、 $f_f = 10^{-3} - 10^{-1}$ であり (e.g., Valenti et al., 1993)、発光領域が局所化されていることが知られている。この $f_f \ll 1$ という観測事実から、星における質量降着は主に 2 つの標準シナリオ (磁気圏降着と境界層降着) により議論

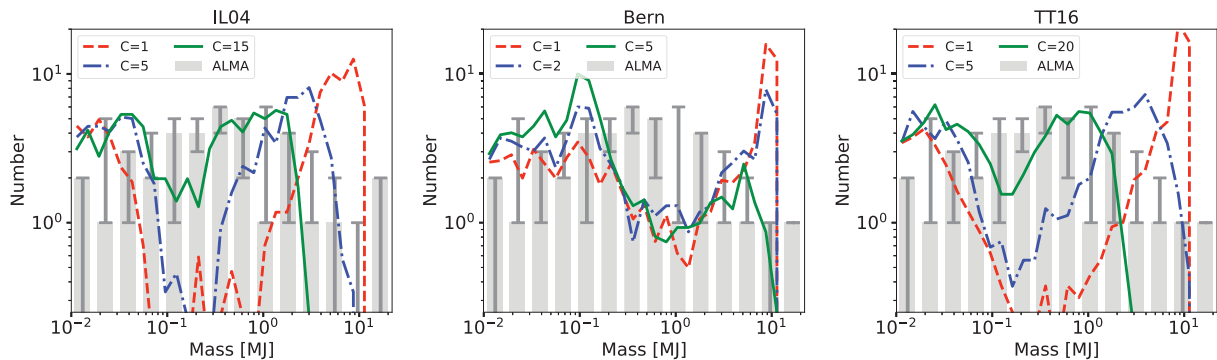


図 11.26: ALMA による原始惑星系円盤のギャップの観測から見積もった惑星質量の分布と 3 つのグループ (IL04:(Ida & Lin, 2004a,b)、Bern:(Mordasini et al., 2012)、TT16:(Tanigawa & Tanaka, 2016)) から提案されているガスの暴走的捕獲モデルとの比較 (Nayakshin et al., 2019)。原始惑星への質量降着は抑制ファクター C で調整され、 $C = 1$ は調整なしで、 C が大きいほど強く抑制されることを示す。

されてきた (e.g., Bertout et al., 1988; Koenigl, 1991)。磁気圏降着では、星の双極磁場に凍結した電離ガスが磁場に沿ってほぼ自由落下することで、磁極付近に降着衝撃波を形成して発光する。一方の境界層降着では、ケプラー回転する高速な内縁円盤と低速な星とが接続することで、粘性加熱によってガスが発光する。いずれの場合も発光面積は小さい (つまり $f_f \ll 1$)。同様に、惑星においても f_f を導出することで、惑星磁場など何らかのメカニズムで局所化しながら降着するのか ($f_f \ll 1$)、星の場合とは全く異なる物理で球対称に降着するのか ($f_f \sim 1$)、という議論が可能である。暴走的にガスを捕獲している段階においては直感的には $f_f \sim 1$ だが、観測的にこれを明らかにすることで、巨大ガス惑星がどのように質量を獲得するのか、つまり形成過程の理解に繋がる。

惑星への質量降着率 (\dot{M}_p) は、 M_p と f_f の導出過程で決定される ($\dot{M}_p = \mu n_0 v_0 f_f (4\pi R_p^2)$ 、ここで μ はガス中の原子 1 個の平均質量、 n_0 は水素原子密度、 v_0 はガスの自由落下速度)。このとき、 n_0 と v_0 は輝線の形状から決定される (Aoyama & Ikoma, 2019)。質量降着率は、 f_f と同様に惑星の質量獲得のメカニズムに制限を与えることが期待される。最近の ALMA による原始惑星系円盤の観測により、多数のギャップ構造が存在することが明らかになった (e.g., Andrews et al., 2018)。ギャップ構造が惑星との重力相互作用によって形成されたと仮定して、ギャップの幅や深さから惑星の質量の見積もりも行われている (e.g., Zhang et al., 2018)。興味深いのは、ALMA の観測 (ギャップの情報) から見積もられた惑星質量の分布が、従来の暴走的成長モデルでは説明できないことである (図 11.26; Nayakshin et al., 2019)。観測から得られた惑星の質量分布 (~ 0.01 – $10 M_{\text{Jupiter}}$) は大雑把に一定だが、従来の暴走的成長モデルでは $\sim 0.1 M_{\text{Jupiter}}$ 以下および $\sim 1 M_{\text{Jupiter}}$ 以上に局在化する。ALMA 観測とモデルの比較により従来考えられているよりもゆっくりとした暴走的成長 (slow runaway accretion) が提案されている (Nayakshin et al., 2019)。同様に、モデルと観測結果との乖離はマイクロレンズ観測でも指摘されている (Suzuki et al., 2018)。惑星への質量降着率を導出することで、暴走的成長モデルにおける惑星への質量降着の大きさに対して定量的な制限を加えられる。

検出可能性

青山、他 (2018) (Aoyama et al., 2018)における惑星からのH α の強度数値計算をH80 α (12.607 GHz)に適用して明るさを見積もる。テストケースとして、典型的な星形成領域の距離である150 pcを仮定して、惑星半径が2木星半径、質量が1木星質量、暴走的にガスが獲得されているとして $f_f = 1$ と仮定、ガスの自由落下速度100km/s、水素原子の密度 10^{12} cm^{-3} の場合明るさを見積もってみると、 $\sim 3.7 \text{ mJy}$ になり、1時間積分で37シグマを達成可能である。

最後にALMAとの比較について述べる。ALMAで現在観測可能なBand 3から10でも、H42 α (85.688 GHz)からH19 α (888.047 GHz)のRRLが観測可能である。しかし、ミリ波観測では、ダストが成長し、散乱オパシティが増加する場合、光学的に厚くなることが示唆されており (Zhu et al., 2019)、原始惑星系円盤に埋もれた惑星を見通すことができない。一方で、SKAのサブメートル波であれば、半径10au程度以遠は透明である。すなわち、太陽系における土星や海王星の軌道に相当する形成過程にある巨大ガス惑星を観測するにはSKAが適していると言える。一般に、主星近傍の内縁円盤や系外惑星観測においては、主星からの自由-自由放射との切り分けが必要となってくる。自由-自由放射は連続波であり、RRLは輝線なので、原始惑星系円盤における一酸化炭素分子輝線の検出の際と同様に、連続波の引き算を行うことでRRLと自由-自由放射を切り分ける。

11.3.3 トランジットを利用した惑星磁気圏プラズマの観測

衛星の火山噴火・水噴出：磁気圏の質量収支

強大な磁気圏を持つ巨大ガス惑星において、主要な質量供給源は衛星の火山噴火・水噴出による衛星内部物質の散逸、損失源は磁気圏の共回転運動に伴う遠心力が駆動するプラズマ塊の放出である (弱磁場天体で主要な太陽風によるプラズマ供給は微小である)。これらのバランスにより磁気圏内のプラズマ分布が決定される。もし系外惑星の磁気圏内全体の全球的なプラズマ密度分布や磁束密度を知ることができ、また自転周期の推定値なども合わせてプラズマ塊の放出率を推定することができれば、放出率とバランスする衛星起源のプラズマ供給率が推定できる。これにより、衛星の存在実証、及び、衛星内部の火山噴火や、内部海からの水噴出等の地質活動の解明に寄与できる。また、磁気圏内の磁束密度分布は、惑星内部のダイナモ過程の制約にもつながる。

電波による惑星のトランジット観測

このような惑星磁気圏内のプラズマ分布や磁束密度分布の推定に使えと考えられるのが、惑星の磁気圏を通過した電波源の観測である。図11.27にその概念図を示す。電波源としては、まずパルサーが考えられるが、惑星が主星の前とトランジットするときに主星の電波を観測することも考えられる。

ここで、重要な観測量が二つある。一つは、電磁波が磁場中を通過することで偏光面が回転するファラデー回転、その大きさ ϕ で、

$$\phi = \frac{e^3}{8\pi^2 m_e^2 \epsilon_0 c f^2} \int N B dl \quad (11.17)$$

で与えられる。ここで、 e は素電荷、 m_e は電子質量、 ϵ_0 は真空中の誘電率、 c は光速、 f は電波の周波数、 N 、 B はそれぞれ電波伝搬経路上の電子密度と、磁束密度の電波伝搬方向成分である。

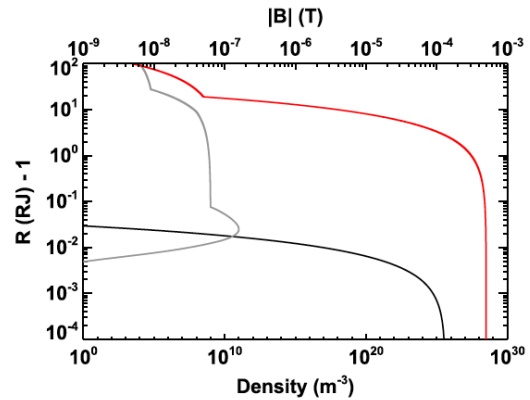
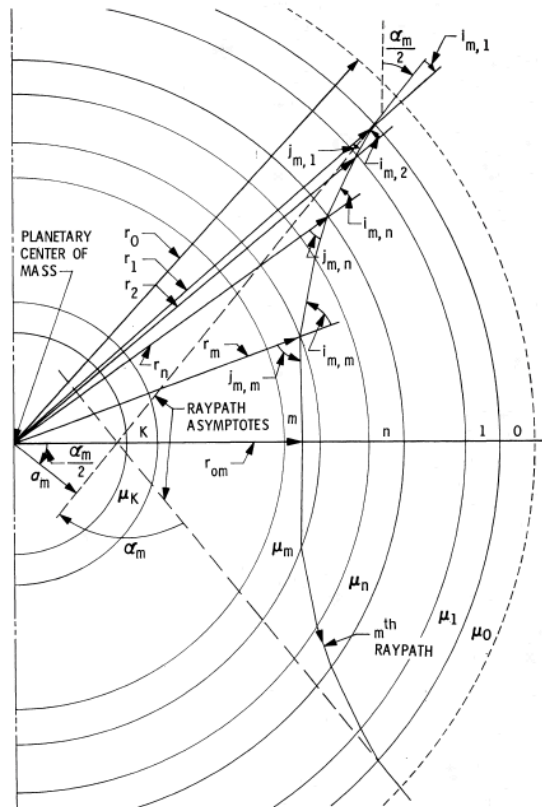


図 11.28: 木星磁気圏のパルサートランジット検討で仮定された中性大気密度 (黒)、電子密度 (灰)、磁束密度 (赤) の動径方向分布 (Withers & Vogt, 2017)。球対称分布を仮定。

図 11.27: パルサートランジットで想定される電波伝搬経路の概念図 (Fjeldbo et al., 1971)。引用元論文では実際は金星大気のトランジット観測を想定している。

電波の周波数 f は $f \gg f_c, f_p$ を仮定している。ここで f_c と f_p は、それぞれ電波の伝搬経路上のローカルなサイクロトロン周波数とプラズマ周波数である。右辺の積分は電子密度と磁束密度の伝搬方向成分の積を電波の伝搬経路上で積分したものである。トランジットの有無によるファラデー回転量の差 $\Delta\phi$ を検出できれば、この積分項を導出できる。

もう一つは、電磁波がプラズマ中を通過することで生じる到達時間遅延 ΔT であり、以下の式で与えられる。

$$\Delta T = \frac{e^2}{8\pi^2 m_e^2 \epsilon_0 c f^2} \int N dl \tag{11.18}$$

電波の周波数 f は $f \gg f_c, f_p$ を仮定している。右辺の積分項は、式 11.17 と同様、伝播経路に沿って電子密度を積分したもの (ディスパージョンメジャー、DM) である。パルサーの電波放射の様に、広帯域でパルス状に放射される電波が、惑星磁気圏のプラズマを通過して遅延を受けるとすると、DM の周波数依存性をダイナミックスペクトル観測から評価できる。観測された DM と、電子密度をフリーパラメータにして伝播経路がモデリングできれば、磁気圏内電子密度分布の推定が可能である。

ファラデー回転と時間遅延を両方評価できれば、式 11.17 と式 11.18 の積分項から、電波伝搬モデリングを用いて磁気圏での電子密度・磁束密度を共に制約できる可能性がある。

太陽系内惑星のパルサートランジット

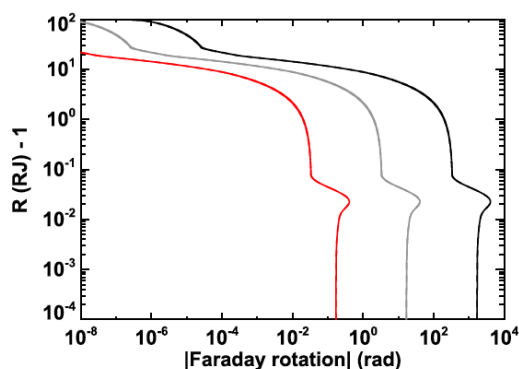


図 11.29: 木星磁気圏のパルサートランジット時のファラデー回転量 (Withers & Vogt, 2017)。縦軸は、電波伝搬経路の木星最接近時における木星からの距離。電波の周波数は 0.1 (黒), 1 (灰), 10 (赤) GHz を仮定。

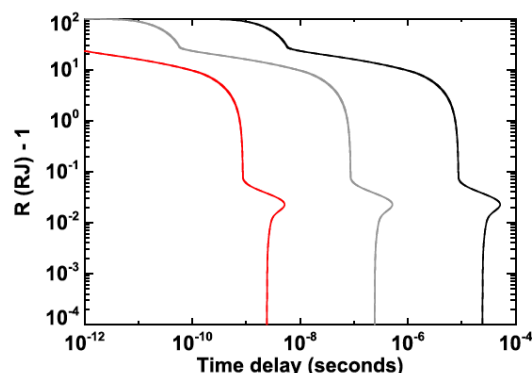


図 11.30: 木星磁気圏のパルサートランジット時の到達時間遅延量 (Withers & Vogt, 2017)。到達時間遅延量は、光速伝搬時間で規格化されている。縦軸は、電波伝搬経路の木星最接近時における木星からの距離。電波の周波数は 0.1 (黒), 1 (灰), 10 (赤) GHz を仮定。

このような観測は、太陽系外惑星で試す前に、太陽系内惑星で検証することが可能である。実際、たとえば木星の場合、その磁気圏が遠方のパルサーの前を通過するというイベントが年に平均 1 回程度起こる。Withers & Vogt (2017) は、木星磁気圏のパルサー前トランジットを検討し、ファラデー回転はおおよそ $2 \times 10^{-8} - 3 \text{ nT parsec/cm}^3$ 、到達時間遅延はおおよそ $5 \times 10^{-9} - 6 \times 10^{-6} \text{ parsec/cm}^3$ の範囲を取ると見積もった (図 11.28, 11.29, 11.30)。これらの観測から、実際の木星磁気圏の構造がどの程度再構築できるのかは非自明であり、これが確立されれば、系外惑星への応用が期待される。

検出可能性 黄道面付近を運動する惑星が、電波パルサーの前をトランジットする必要があるため、それぞれの惑星、パルサーの組み合わせでトランジットの可否とタイミングをサーベイする必要がある。例えば、木星磁気圏についてサーベイした結果、2009 年 12 月 01 日から 2035 年 12 月 01 日の期間に、パルサー前トランジットは合計 17 件発生することが分かった。SKA1 が稼働を開始する 2020 年代後半には、2028 年に 1 件発生する。以下に、電波パルサー J2012-2029 (RA, DEC) = (20h12m46.6s, -20d29m31s) のトランジットを例としてあげる。当該トランジットは、直近で 2020 年 12 月 24 日 18 時前後と、2032 年 12 月 06 日 23 時前後に発生する。天球上における最接近距離はそれぞれ 205, 42 arcsec である。これらは、木星から 12, 2.4 R_J の動径距離に対応する。トランジットのタイムスケールは、最接近付近で $3 \text{ hr}/R_J$ 程度である。最接近距離は内部磁気圏に相当し、3-2000/cc のプラズマ密度、200- 2×10^4 nT の磁束密度をもつ領域である (Bagenal & Delamere, 2011)。Boyles ら (Boyles et al., 2013) の観測によると、820 MHz において、J2012-2029 の電波強度は 1 mJy、自転周期は 544 msec、パルス幅は 24.2 msec である。自転周期とパルス幅から、パルスの可視時間の duty cycle は約 4.5% になる。木星とパルサーの天球上の位置関係が、大きくずれない時間範囲で、パルスプロファイルを測定するために、240 秒の積分時間を仮定する。SKA1 の連続光の最小検出感度は、770 MHz 帯の 1 時間積分で、 $4.4 \mu\text{Jy}/\text{beam}$ (Braun et al., 2017, Table 3) で

ある。この感度と、duty cycle 4.5%、積分時間 240 秒に基づく、パルスプロファイル観測の S/N は 12σ と見積もられ、優位に検出できる。パルサー電波スペクトルのべき乗を -1.8 (Maron et al., 2000) と仮定すると、100MHz 帯の電波強度は、35mJy と見積もられる。100MHz 帯の最小検出感度 $30\mu\text{Jy}/\text{beam}$ (Braun et al., 2017, Table3) から、S/N は 80σ となり、100MHz 帯ではパルスプロファイルを更に優位に検出できる。Withers ら (Withers & Vogt, 2017) の見積もりによると、 $2.4-12R_j$ 付近を通過した 100MHz の電波伝搬経路のファラデー回転と到達時間遅延は、それぞれ $1-80\text{radian}$ 、 $0.5-7\mu\text{sec}$ と見積もられる。これらは、SKA1 で十分検出可能である。SKA2 により、感度が 10 倍以上改善されれば、より高精度の密度・磁場推定が可能になると期待される。

11.3.4 木星・土星磁気圏の詳細観測

惑星シンクロトン放射観測

SKA によって低周波における高感度観測が可能となることで、木星系において、より広範囲の放射線帯電子の変動を捉えることができる。図 11.31 は 50MHz と 325MHz における $1\mu\text{Jy}$ 以上の木星シンクロトン放射である。イオは 5.9 木星半径、エウロパは 9.4 木星半径の場所に位置している。SKA1-low における 50MHz と 300MHz の空間分解能はそれぞれ $23.5\text{ arcsec} \cdot 4.6\text{ arcsec}$ であり、図 11.31 のピクセルとおおよそ同じビームサイズである (木星の視直径は $30-50\text{ arcsec}$ 程度)。1 時間積分での最小検出感度はそれぞれ $163\mu\text{Jy} \cdot 11\mu\text{Jy}$ である (これまでの研究では木星放射線帯の時間変化は数日スケールであることから (Kita et al., 2013, 2015; Tsuchiya et al., 2010, 2011)、ここでは 1 時間積分の値を用いた)。325MHz ではイオ周辺まではイメージングでき、50MHz ではエウロパ付近までイメージングできることが予想される。従って、イオエウロパ周辺のプラズマ波動の変化と、それに対応した放射線帯の変動を捉えることが可能であり、放射線帯電子の加速プロセスの解明へとつながる。

木星と同様に土星にも放射線帯は存在している。しかし、磁場は木星の $1/10$ であり、土星のリングにより放射線帯電子が消失するため放射線帯電子のエネルギーも 10MeV 以下と考えられている。そのため、土星放射線帯は木星よりも観測が困難である。100MHz-300MHz におけるトータ

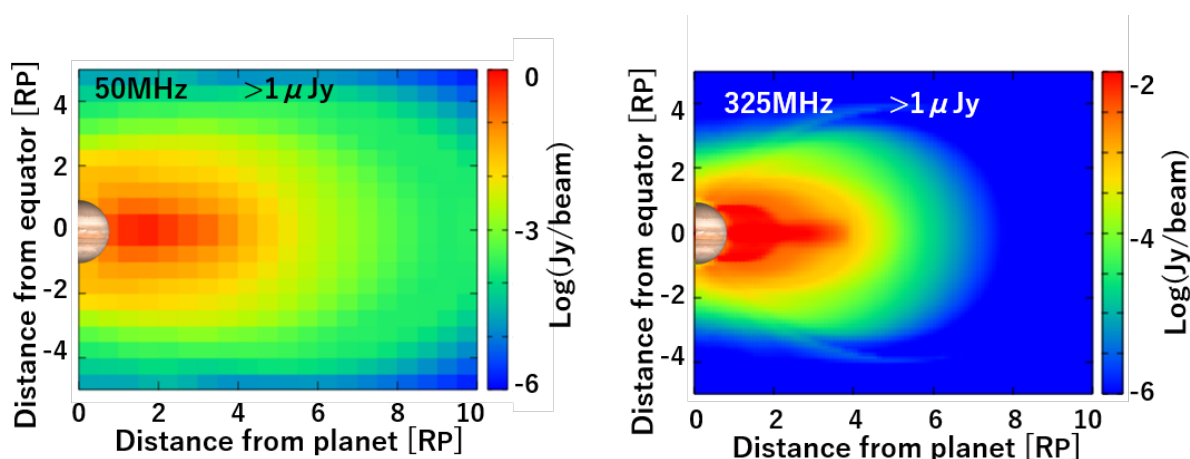


図 11.31: 50MHz と 325MHz における木星シンクロトン放射の空間分布。粒子モデル (Garrett et al., 2005) とダイポール磁場を用いている。

ルフラックスは 0.15-0.45mJy 程度と予想されている。これまで LOFAR を用いた観測が行われてきたが、まだ検出の報告例はない。SKA1-low による高感度観測により土星放射線帯の検出も可能となるであろう。

惑星オーロラ放射源イメージング

概要 現在までに長年続く、赤外・紫外オーロラ観測や、近年の Juno の極域その場観測 (Connerney et al., 2018) により、木星の極域に 20G を超える強力な表面磁場が発生する領域があることが知られている。この領域の直上で発生したオーロラ電波は、50MHz 以上の周波数を持つ可能性がある。先行研究で観測されてきたスペクトル構造のなかでも最高の周波数帯に相当するため、主要な周波数帯に比べて強度が落ちると予測されるが、SKA-Low を用いた世界最高感度の観測により、木星のオーロラ電波の放射源イメージングができる可能性がある。放射源の磁力線方向の分布や強度変動がわかれば、降下電子を加速する沿磁力線電場の高度分布や強度変動を導出できる。これは、他の波長帯のオーロラ観測では原理的に不可能な物理量測定である。これに基づき、電場の生成機構や、放射源と磁場を介して結合する磁気圏領域の位置、活動度が推定できる。

検出可能性 衛星イオ軌道の磁力線の一部は、極域の強磁場領域を通っていることが Juno の極域その場観測で明らかになっている (Connerney et al., 2018)。イオ-木星電流系に関連する DAM 電波の放射源が、20G の磁場領域上空にきた時に、50MHz 以上の電波放射が期待できる。50MHz 以上の DAM のスペクトル構造は周波数依存性が非常に大きく、1Jy から 10^6 Jy の範囲に渡る (Zarka, 2004)。表層付近の強磁場は差し渡し 1 木星半径 (71,492km) 程度と見積もられ (Connerney et al., 2018)、木星の衝付近で約 20arcsec に相当する。放射源の広がり不明だが、放射源も強磁場領域と同様の空間広がりを高度方向に持つと仮定する。SKA1-Low の観測を想定すると、60MHz 帯の 1 時間積分で、ビームの FWHM が 23.5arcsec、連続光の最小検出感度が $163\mu\text{Jy}/\text{beam}$ (Braun et al., 2017, Table1) であるため、S/N は 6000σ から $6 \times 10^9\sigma$ で、十分優位に検出できる。ただし、放射源のサイズはビームと同程度のため、沿磁力線電場の拡大等の擾乱時のみ、放射源の分布変動が検出できると予測される。放射源の位置が、木星と共回転している様子は、十分に検出できると予測される。S/N が非常によいため、数十秒程度の積分時間でも、放射源の空間・強度変動を感度良く検出できる。数十秒の時間分解能は、磁気圏の巨視的変動中で最速の時間スケールである、磁気流体波動の振動周期に相当する。SKA1-Low の放射源イメージングにより、世界で初めて最速の磁気圏変動が可視化できれば、電子を加速する沿磁力線電場の生成機構など、本質的な素過程の解明に寄与できると考えられる。SKA2 により空間分解能が 10 倍以上改善されれば、電波源が 10 分割以上でき、磁力線沿いの沿磁力線電場分布等本質的特性の解明が期待できる。

11.3.5 惑星大気観測

SKA は惑星大気研究に関しても魅力的な観測施設である。木星・土星の巨大ガス惑星や天王星・海王星の巨大氷惑星の観測も重要な科学的意義を持つが、本稿では、特に近年、日本人研究者による観測・理論の両面での研究が大きく進められている金星大気に関して述べる。

金星：分厚い雲に覆われた下層大気に迫る

金星は地表気圧が 90 気圧にもなる大量の CO_2 大気を保持し、さらに上空（高度 50–70 km 付近）には分厚い硫酸液滴の雲が全球を覆っている。その遅い自転周期にも関わらず、金星大気は 4–5 日で惑星を一周するような高速の東風（大気スーパーローテーション）が全球的に存在しており、惑星大気の運動形態を考える上でも非常に重要な研究対象となっている。近年、金星探査機「あかつき」の活躍により、金星気象における様々な新発見が得られているが、それらは主に金星の雲層付近の大気現象である。一方、分厚い雲層の下側の様子については、観測する術が非常に限られており、その観測的理解は殆ど実現されていないのが実情である。近赤外線領域の特定波長域に存在する「金星大気の窓」を用いることで雲層より下方高度からの大気熱放射を検出することは可能であるが、その熱放射には、雲層の光学的厚みによる放射の減衰が重なることになり、観測で得られる熱放射の空間分布は実質的には雲の光学的厚みの濃淡分布が大きく寄与している。

こうした難点を解決し、金星の雲層を透過し下層大気そのものへの観測的アクセスを可能とするのが SKA を利用した電波観測である。電波領域での金星大気的光学的厚みを決めるのが、 CO_2 の連続吸収（collision induced absorption, CIA）である。 CO_2 は無極性分子であり、本来電波領域には吸収線（回転遷移）を持たない。しかし、金星大気ほどの高圧条件下では分子同士の衝突によって双極子モーメントに相当するものが生じ、周波数方向に連続的な電波吸収が形成される (Gruszka & Borysow, 1997)。電波領域での CO_2 CIA は低周波ほど吸収係数は小さくなるが、SKA の観測周波数帯のうち高周波数帯（SKA1-MID の Band 5b/5c）では最下層大気からの熱放射が観測される（図 11.32）。この熱放射の輝度温度空間分布は、下層大気的气温分布と、 CO_2 CIA に次いで光学的厚みに寄与する SO_2 の水平分布を反映したものである。後者の SO_2 の空間分布は近赤外線長域の大気の窓を通して観測することが可能であり（但し、夜面に限定される）、SKA の熱放射観測から下層大気的气温分布を抽出できる。この高度域での気温の水平構造は、昼夜の気温差が大気スーパーローテーションによってならされるため、比較的昼夜一様な気温分布となっているが、大気中の波動（地形由来の山岳波や大気重力波など）によって数 K の振幅を持つ擾乱が生じていると考えられる。SKA の高感度観測でそうした気温場の擾乱分布を取得し、その時間変化（数時

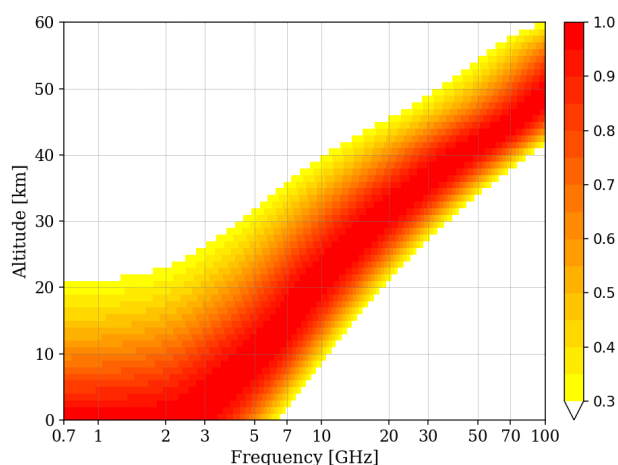


図 11.32: 金星を電波観測した際に大気のどの高度からの熱放射が主に観測されるか（寄与関数の重み）を示した図。高度 50–70 km には分厚い雲層が存在し、可視赤外の観測では高度 50 km 以下の大気の様子（特に温度分布）にアクセス出来ない。

間から数地球日の時間スケール)を追跡することで、下層大気の運動を可視化することができる。また、観測結果を最新の金星大気大循環モデル(日本で開発が進められているAFES-Venusなど)を用いた数値シミュレーションと比較することで、金星の下層大気においてこういった波動現象が存在しているのかを詳細に議論することができ、それらの波動現象による角運動量輸送(即ち、大気スーパーローテーションの加速・減速メカニズム)が初めて理解できる。

11.3.6 衛星・小天体の表層熱放射

大気が希薄な衛星や小天体の表層の熱放射分布を観測することで、表層の進化はもちろん、天体内部のマントルや内部海の活動や進化を制約できる可能性がある。以下に、巨大ガス惑星の水衛星を例にあげる。エンセラダスやエウロパでは、惑星周囲の軌道運動に起因した潮汐力等により、氷地殻に亀裂が発生し、内部海から水が噴出していることが知られている(Roth et al., 2014, 2016)。近年では、土星探査機カッシーニ探査機搭載のダストカウンタやイオン質量分析器により、エンセラダスの水噴出中にアミノ酸の前駆物質も同定されている(Khawaja et al., 2019)。一方、既存のALMAによる熱放射分布観測(Trumbo et al., 2017, 2018)や、ハッブルによる紫外線撮像観測(Roth et al., 2014)では、感度・分解能が不足しており、水噴出の空間分布や、噴出発生頻度等は全く未解明である。そのため、内部海や地殻の活動は地球外の生命環境として重要視されているにも関わらず理解が乏しかった。SKAにより熱放射分布を高感度・高空間分解能で測定できれば、水噴出や亀裂の分布、それらの時間変動を可視化できる。これにより、内部海からの水やアミノ酸前駆物質の損失率や損失総量を評価でき、内部海の生命環境の持続性解明に寄与できる。水衛星以外の希薄大気天体についても、同様の観測を行うことで、それぞれの地質活動分布を可視化することができ、表層・内部進化の制約が期待できる。

検出可能性:SKA1 図11.33に水衛星を含む、太陽系の衛星・小天体の表層熱放射のスペクトルを示す。ここでは、SKA1による観測を想定し、ビームのFWHMが67 marcsec (Braun et al., 2017, Table2, 10.61 GHz)固定で、ビーム中に放射源が空間一様に広がっていると仮定した。例えば、水衛星の表層環境の典型的温度100Kでの放射強度は、SKAの周波数帯では $3.3 \times 10^{-4} \mu\text{Jy/beam}$ (50MHz)から $14 \mu\text{Jy/beam}$ (10.61GHz)の範囲を取る。熱放射が最大になる周波数である10.61GHzを考えると、信号強度 $14 \mu\text{Jy/beam}$ に対して、連続光の最小検出感度は1時間の積分で $1.2 \mu\text{Jy/beam}$ (Braun et al., 2017, Table2)であり、S/Nは 12σ となり優位に検出できる。ビームサイズ67 marcsecは、衝付近のエウロパの視直径1 arcsecを15分割程度(表層で数100km)できる空間分解能である。これはALMA(50 marcsec, 230GHz)と同等の空間分解能である。図11.33によると、ALMAの周波数帯と比較して、SKAの周波数帯は熱放射の信号強度が圧倒的に弱いが、SKA1の高感度の観測によりALMAに類似した撮像が可能になっている。ただし、S/NはALMAの方がSKA1より10倍程度良いことに注意が必要である。

検出可能性:SKA2 SKA2が完成すれば、ALMAと同等以上の感度で、ALMAよりも10倍以上の空間分解能(~ 1 marcsec, 表層で数km)の観測を達成できる。これにより、想定されている表層の水噴出・亀裂のサイズ(数100km以下)を十分分解し、それらの時間変動に迫ることができ、ALMAでは不可能だった水噴出が直接検出できる可能性がある。地質学的に不活発な領域と水噴出の熱放射強度の差は未解明だが、ALMAの観測では熱慣性非一様に起因する熱放射の相対振幅は、約10%である(Trumbo et al., 2017, 2018)。SKA2では1時間積分で、既知の熱放射非一様の振

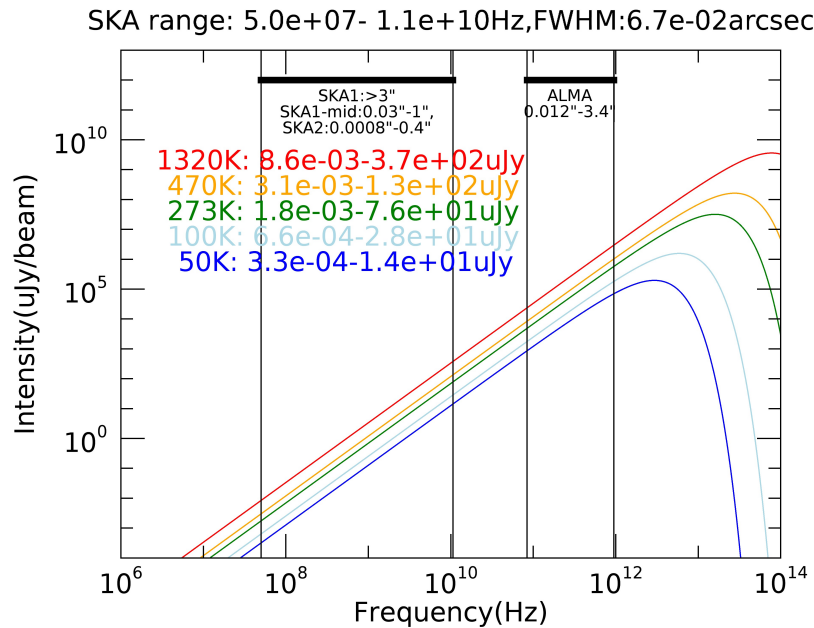


図 11.33: 太陽系天体で取りうる温度の黒体放射強度。ここでは、ビームサイズの FWHM が 67 marcsec で、ビーム中に放射源が空間一様に広がっていると仮定した。各温度における放射強度を色分けしてプロットしている。赤：イオ高温火山 1320K、青：イオ低温火山 470K、緑：0℃の水・氷 273K、水色：木星氷衛星日照領域 100K、青：カイパーベルト天体 50K。それぞれの温度における、SKA 周波数帯の放射強度範囲をテキストで表示している。

幅を $S/N > 10$ で検出できる。エウロパの公転 85 時間の各位相において、1 時間積分で、熱放射非一様を高空間分解能で取得できれば、ハッブルや ALMA では不可能だった、軌道運動による潮汐力変動に対する内部海の応答や、地質学的活動が解明できる。

将来探査とのシナジー 2020 年代中頃から 30 年代にかけて、氷衛星探査機 JUICE (ESA) や Europa Clipper (NASA) はエウロパとガニメデのフライバイ・周回探査を行い、氷衛星の表層・希薄大気や周辺の宇宙空間を観測する。JUICE/Europa Clipper により詳細な地形や、上空の宇宙環境を測定することで、氷衛星の表層や水噴出の詳細が明らかになる。しかし、探査機は 1 機でその場の観測を行うため、木星磁気圏と相互作用しつつ常に変動している氷衛星の表層環境について、時空間構造を分離するのは困難である。そのため、氷衛星の全球的な地質活動を一度に可視化できるわけではない。2020 年代後半に完成しているであろう SKA によって、氷衛星の表層や水噴出の活動を遠隔観測できれば、探査機とその場観測と相補的に全球的な活動を可視化できる。例えば、SKA で熱放射が局所的に高い領域の一時的な出現（年スケール以下）を検出し、探査機がその上空を通過した時に、サブミリ波、レーダ、プラズマ測定器等のその場観測で、分子輝線、電子密度、イオン種を測定し、水噴出の存在を実証する。SKA - JUICE/Europa Clipper 連携によって、氷衛星の表層や内部海の進化の解明が期待できる。

11.3.7 太陽電波観測

太陽・恒星の偏波解析による磁場の導出

太陽から放出される電波は、放射源の磁場の影響で円偏波成分を持つことが知られている。日本ではセンチ波の電波干渉計である野辺山電波ヘリオグラフを用いた偏波観測から、熱制動放射による円偏波、磁気共鳴放射による円偏波、モードカップリングによる円偏波の反転現象などを利用して、太陽大気中の磁場を導出する試みがなされてきた (Iwai & Shibasaki, 2013; Iwai et al., 2014b; Miyawaki et al., 2016)。太陽において電波の発生周波数は発生領域の高度におおよそ対応する。よって広帯域に多数の周波数で偏波の観測ができれば、太陽コロナの高さ方向の磁場構造を分解できるため、SKA の広帯域・高空間分解観測では 3 次元的な磁場構造、及びその時間変動が導出でき、太陽コロナの様々な電磁流体現象 (フレアやコロナ質量放出現象など) と磁場の関係が観測的に明らかにできる。SKA の観測帯域は彩層上部から下部コロナに対応し、光球に比べて可視光等での偏光分光観測で磁場観測が難しい領域の磁場構造がわかる利点がある。更に、高分解能かつ高感度な性能があれば、太陽以外の恒星で磁場を導出できる可能性がある。

クエーサーやパルサーなどの銀河系外天体が太陽コロナを掩蔽する時に、太陽の磁場によって直線偏波成分がファラデー回転を受ける。ファラデー回転は媒質の視線方向磁場に依存するため、掩蔽前後の偏波面の変化から、コロナの平均的な磁場を導出できる。この手法は数太陽半径を超える遠方のコロナの磁場を遠隔探査できる極めて限られた手法となっている。これまでに、鹿島 26m 望遠鏡や VLA 等を用いた掩蔽観測が行われてきた (Sofue et al., 1972)。これらの観測は数個の限られた天体のみ観測可能で、コロナの磁場構造の全貌を明らかにすることは難しかった。SKA の圧倒的感度では掩蔽観測できるクエーサーやパルサーが増えるため、同時期に多数の天体を観測でき、外部コロナの磁場構造を詳細に測定できることが期待される。

太陽電波バースト

太陽コロナではフレアと呼ばれる爆発現象が多発し、高エネルギー粒子が生成される。この非熱的電子はマイクロ波 (概ね 3GHz より高い周波数) ではジャイロシクロトロン放射を、それより低周波ではプラズマ放射またはサイクロトロンメーザー放射を励起する。特に太陽コロナでは惑星磁気圏と比べると、磁場強度に対してプラズマ密度が高いため、高エネルギー粒子の生成する非熱的電波放射はプラズマ放射が卓越する。プラズマ放射による太陽電波バーストは、観測周波数が電波放射領域のプラズマ密度に対応することに加え、継続時間 1 秒未満、バンド幅 1MHz 未満のスペクトル微細構造を持ち、このスペクトルが電波放射領域の磁場や非熱的粒子のエネルギーに対応すると考えられ、これまで活発に研究が行われてきた (Iwai et al., 2012a, 2013; Katoh et al., 2014; Iwai et al., 2014a; Kaneda et al., 2015, 2017, 2018)。SKA では、広視野高空間分解観測の性能を活かして、電波放射源の特定や、太陽面磁場との関連を解明できることが期待される。特に放射周波数がプラズマ密度に対応する太陽電波バーストでは、太陽大気中の密度モデルを用いることで、放射源の太陽表面高度の情報が得られる。広帯域な分光撮像観測は放射源の 3 次元的な時空間発展を導出できる強力なツールとなる。

クエーサー等の掩蔽観測を用いた太陽風の惑星間空間シンチレーション観測

太陽風は 1AU において 10 個/cc 程度のプラズマ密度を持つ希薄な流れで、それ自体の放射する電波を地上から遠隔探査することは現実的では無い。一方、クエーサー等の遠方天体と地球との

間に太陽風が流れる場合、天体からの電波が散乱され、電波強度の時間変化（シンチレーション）が発生する。この現象は惑星間空間シンチレーション現象（Interplanetary scintillation : IPS）と呼ばれ、古くから太陽風を地上から検出する手法として用いられてきた。IPS が卓越する周波数は散乱を起こす媒質の密度に依存し、SKA の観測帯域である 300MHz から 10GHz にかけては、太陽コロナから 1AU の典型的密度に対応し、他の国際大型電波干渉計では検出が難しい SKA ならではのサイエンスが期待できる。国内では、名古屋大学宇宙地球環境研究所が 1980 年代から 327MHz 帯域で IPS 観測を継続しており、太陽圏の 3 次元構造の導出や、惑星間空間を伝搬する太陽風の検出において成果を出してきた (Iwai et al., 2019)。IPS 観測では掩蔽観測できる天体の方向の情報しかわからないので、様々な方向の太陽風情報を得て太陽圏全体の描像を得るには、観測天体数が重要なパラメータになる。SKA のような高感度な観測装置では、圧倒的に稠密に太陽圏内を分解できることが期待される。一方、時々刻々と変化する太陽圏の描像を常にモニタするには、膨大な観測時間が必要である。例えば、太陽の自転を利用し、太陽風の 3 次元構造の全体を再構築するには 27 日間渡り約 10 時間の観測時間が必要であり、現実的では無い。そこで、太陽風観測に特化した望遠鏡の観測を相補的に組み合わせることで、SKA の観測科学成果を最大限に引き出す必要がある。惑星磁気圏と太陽風との相互作用を理解するうえでは、惑星周辺の太陽風環境と惑星の両方を観測できる SKA の周波数大気は非常に有効と言える。

国内望遠鏡とのシナジー 日本には、メートル波からセンチ波にかけての単面鏡の太陽電波望遠鏡が、国立天文台、情報通信研究機構、東北大学等で運用されている (Tanaka et al., 1973; Iwai et al., 2012b, 2017)。これらの太陽電波望遠鏡群から得られるデータを組み合わせると、SKA の全観測周波数において偏波スペクトルデータが得られる。単面鏡によるスペクトル観測では、ビームサイズが太陽の視直径より大きくなるよう設定し、太陽全面から来る電波放射を受信できるようにする。これは空間分解能が無いことを意味するが、一方で、デジタルバックエンドを工夫することで、10ms 以下の高時間、60kHz 以下の高周波数分解観測を達成し、SKA の高空間分解観測とは同じ周波数帯域で相補的な観測データである。IPS 観測においても、物理開口面積が 4000 平方メートルと小型ながら、327MHz 帯域の IPS 観測に特化した望遠鏡群が名古屋大学で運用されている (Tokumar et al., 2011)。また、これらの望遠鏡は太陽・惑星系観測に特化し、常に同じ観測対象を追尾できる点でも、限られた観測時間の中でサイエンスを行う SKA と相補的關係にある。さらに日本の望遠鏡は SKA-LOW とほぼ同じローカルタイムで観測が可能で、特に時間変動に注目した研究の多い太陽・惑星系分野では、日本の大きなアドバンテージになり得る。今後 SKA と協力することで、日本独自のサイエンスを提案できると期待される。

参考文献

- Andrews, S. M., et al. 2018, *ApJ*, 869, L41
- Aoyama, Y., & Ikoma, M. 2019, *ApJ*, 885, L29
- Aoyama, Y., Ikoma, M., & Tanigawa, T. 2018, *ApJ*, 866, 84
- Aurière, M., et al. 2015, *A&A*, 574, A90
- Bagenal, F., & Delamere, P. A. 2011, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 116
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701
- Bastian, T. S., et al. 2000, *The Astronomical Journal*, 545, 1058
- Batygin, K. 2018, *AJ*, 155, 178
- Bertout, C., et al. 1988, *ApJ*, 330, 350
- Bertout, C. 1989, *ARA&A*, 27, 351
- Bolton, S. J., et al. 2002, *Nature*, 415, 987
- Bolton, S. J., & Thorne, R. M. 1997, *Planetary Radio Emission IV*, 207
- Bouvier, J. 2013, in *EAS Publications Series*, Vol. 62, *EAS Publications Series*, ed. P. Hennebelle & C. Charbonnel, 143
- Boyles, J., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 763, 80
- Bower, G. C., et al. 2016, *The Astronomical Journal*, 830, id.107, 5 pp.,
- Bryan, M. L., Benneke, B., Knutson, H. A., Batygin, K., & Bowler, B. P. 2018, *Nature Astronomy*, 2, 138
- Busse, F. 1976, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 12, 350
- Butler, B. J., Steffes, P. G., Suleiman, S. H., Kolodner, M. A., & Jenkins, J. M. 2001, *Icarus*, 154, 226
- Cauley, P. Wilson;
- Cauley, P.-W., Shkolnik, E.-L., Llama, J., Lanza, A.-F. 2019, *Nature Astronomy*, 3, 1128-1134
- Christensen, U. 2010, *Space science reviews*, 152, 565
- Christensen, U. R., & Aubert, J. 2006, *Geophysical Journal International*, 166, 97
- Christensen, U. R., Holzwarth, V., & Reiners, A. 2009, *Nature*, 457, 167
- Clarke, J. T., Grodent, D., Cowley, S. W., Bunce, E. J., Zarka, P., Connerney, J. E., & Satoh, T. 2004, *Jupiter: The Planet, Satellites and Magnetosphere*, 1, 639
- Cocconi, G., & Morrison, P. 1959, *Nature*, 184, 844
- Connerney, J., et al. 2018, *Geophysical Research Letters*, 45, 2590
- Curtis, S., & Ness, N. 1986, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 91, 11003
- de Pater, I., Sault, R. J., Butler, B., DeBoer, D., & Wong, M. H. 2016, *Science*, 352, 1198
- Desslerer, A. J. 2002, *Physics of the Jovian magnetosphere*, Vol. 3 (Cambridge University Press)
- Drake, F. D. 1961, *Physics Today*, 14, 40
- Farrell, W.M., et al. 2003, *ASP Conference Series*, 294, 151
- Fjeldbo, G., Kliore, A. J., & Eshleman, V. R. 1971, *The Astronomical Journal*, 76, 123
- Fujii, Y., Spiegel, D. S., Mroczkowski, T., Nordhaus, J., Zimmerman, N. T., Parsons, A. R., Mirbabayi, M., & Madhusudhan, N. 2016, *ApJ*, 820, 122
- Garrett, H. B., Levin, S. M., Bolton, S. J., Evans, R. W., & Bhattacharya, B. 2005, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L04104
- George, S., et al. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 382, 455
- Grießmeier, J.-M., Motschmann, U., Mann, G., & Rucker, H. O. 2005, *A&A*, 437, 717
- Grießmeier, J.-M., et al. 2004, *Astronomy & Astrophysics*, 425, 753
- Grießmeier, J. M., Zarka, P., & Spreeuw, H. 2007, *A&A*, 475, 359
- Grießmeier, J.-M., et al. 2006a, *Platypus Press*, 259
- Grießmeier, J.-M., et al. 2006b, *Austrian Academy of Science Press*, 571
- Grima, C., et al. 2012, *Icarus*, 220, 84
- Gruszka, M., & Borysow, A. 1997, *Icarus*, 129, 172
- Gurnett, D., et al. 2002, *Nature*, 415, 985
- Haffert, S. Y., Bohn, A. J., de Boer, J., Snellen, I. A. G., Brinckmann, J., Girard, J. H., Keller, C. U., & Bacon, R. 2019, *Nature Astronomy*, 3, 749
- Hallinan, G., Antonova, A., Doyle, J. G., Bourke, S., Lane, C., & Golden, A. 2008, *ApJ*, 684, 644
- Hallinan, G., et al. 2013, *The Astronomical Journal*, 762
- Hess, S., Cecconi, B., & Zarka, P. 2008, *Geophysical Research Letters*, 35
- Hill, T. 1979, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 84, 6554
- Hill, T. 2001, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 106, 8101
- Horne, R. B., Thorne, R. M., Glauert, S., Menietti, D., Shprits, Y. Y., & Gurnett, D. A. 2008, *Nature physics*, 4, 301
- Huang, J., et al. 2018, *ApJ*, 869, L42
- Hughes, D. W. 2003, *Planet. Space Sci.*, 51, 517
- Ida, S., & Lin, D. N. C. 2004a, *ApJ*, 604, 388

- Ida, S., & Lin, D. N. C. 2004b, *ApJ*, 616, 567
- Iwai, K., Kubo, Y., Ishibashi, H., Naoi, T., Harada, K., Ema, K., Hayashi, Y., & Chikahiro, Y. 2017, *Earth, Planets, and Space*, 69, 95
- Iwai, K., Masuda, S., Miyoshi, Y., Tsuchiya, F., Morioka, A., & Misawa, H. 2013, *ApJ*, 768, L2
- Iwai, K., et al. 2012a, *ApJ*, 744, 167
- Iwai, K., Miyoshi, Y., Masuda, S., Tsuchiya, F., Morioka, A., & Misawa, H. 2014a, *ApJ*, 789, 4
- Iwai, K., & Shibasaki, K. 2013, *PASJ*, 65, S14
- Iwai, K., Shibasaki, K., Nozawa, S., Takahashi, T., Sawada, S., Kitagawa, J., Miyawaki, S., & Kashiwagi, H. 2014b, *Earth, Planets, and Space*, 66, 149
- Iwai, K., Shiota, D., Tokumaru, M., Fujiki, K., Den, M., & Kubo, Y. 2019, *Earth, Planets, and Space*, 71, 39
- Iwai, K., Tsuchiya, F., Morioka, A., & Misawa, H. 2012b, *Sol. Phys.*, 277, 447
- Jenkins, J. M., Kolodner, M. A., Butler, B. J., Suleiman, S. H., & Steffes, P. G. 2002, *Icarus*, 158, 312
- Jia, X., Kivelson, M. G., Khurana, K. K., & Kurth, W. S. 2018, *Nature Astronomy*, 2, 459
- Jursa, A. S. 1985, *Handbook of geophysics and the space environment*, 4th edition, Technical report
- Kaneda, K., Misawa, H., Iwai, K., Masuda, S., Tsuchiya, F., Katoh, Y., & Obara, T. 2018, *ApJ*, 855, L29
- Kaneda, K., Misawa, H., Iwai, K., Tsuchiya, F., & Obara, T. 2015, *ApJ*, 808, L45
- Kaneda, K., Misawa, H., Iwai, K., Tsuchiya, F., Obara, T., Katoh, Y., & Masuda, S. 2017, *ApJ*, 842, 45
- Katoh, Y., Iwai, K., Nishimura, Y., Kumamoto, A., Misawa, H., Tsuchiya, F., & Ono, T. 2014, *ApJ*, 787, 45
- Katoh, Y., et al. 2011, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 116, A02215
- Khawaja, N., et al. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 489, 5231
- Khodachenko, M., et al. 2011, *The Astrophysical Journal*, 744, 70
- Kimura, T., et al. 2018, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 123, 1885
- Kimura, T., et al. 2013, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118, 7019
- Kimura, T., Tsuchiya, F., Misawa, H., Morioka, A., & Nishimura, Y. 2011, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 116
- Kita, H., et al. 2015, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 120, 6614
- Kita, H., Misawa, H., Tsuchiya, F., Tao, C., & Morioka, A. 2013, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 118, 6106
- Kivelson, M., et al. 1997, *Geophysical Research Letters*, 24, 2155
- Kley, W., & Nelson, R. P. 2012, *ARA&A*, 50, 211
- Koenigl, A. 1991, *ApJ*, 370, L39
- Konstantinova-Antova, R., et al. 2010, *A&A*, 524, A57
- Lazio, T. J. W., et al. 2007, *The Astronomical Journal*, 668, 1182
- Lazio, T. J. W., et al. 2004, *The Astronomical Journal*, 612, 511
- Lazio, T. J. W., et al. 2010a, *The Astronomical Journal*, 139, 96
- Lazio, T. J. W., et al. 2010,b *The Astronomical Journal*, 140, 1929
- Lecavelier des Etangs, A., et al. 2011, *Astron. Astrophys.*, 533, A50
- Lecavelier des Etangs, A., et al. 2013, *Astron. Astrophys.*, 552, A65
- Lecavelier des Etangs, A., et al. 2009, *Astron. Astrophys.*, 500, L51
- Lineweaver, C. H., Fenner, Y., & Gibson, B. K. 2004, *Science*, 303, 59
- Lynch, C.R., et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 467, 3447
- Main, R., et al. 2018, *Nature*, 557, 522
- Majid, W., et al. 2006, *Austrian Academy of Sciences Press, Vienna*, 589
- Maron, O., Kijak, J., Kramer, M., & Wielebinski, R. 2000, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 147, 195
- Miyawaki, S., iwai, K., Shibasaki, K., Shiota, D., & Nozawa, S. 2016, *ApJ*, 818, 8
- Miyoshi, Y., Misawa, H., Morioka, A., Kondo, T., Koyama, Y., & Nakajima, J. 1999, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 9
- Miyoshi, Y., et al. 2018, *Earth, Planets, and Space*, 70, 101
- Mizuno, H., Nakazawa, K., & Hayashi, C. 1978, *Progress of Theoretical Physics*, 60, 699
- Mizutani, H., Yamamoto, T., & Fujimura, A. 1992, *Advances in Space Research*, 12, 265
- Mordasini, C., Alibert, Y., Klahr, H., & Henning, T. 2012, *A&A*, 547, A111
- Morioka, A., Miyoshi, Y., Kitamura, N., Misawa, H., Tsuchiya, F., Menietti, J., & Honary, F. 2012, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 117
- Morrison, I. S., & Gowanlock, M. G. 2014, in *Search for Life Beyond the Solar System. Exoplanets, Biosignatures & Instruments*, ed. D. Apai & P. Gabor, 5.4
- Mroz, P., et al. 2019, *arXiv preprint arXiv:1906.02210*
- Murphy, T., et al. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 446, 2560
- Nagasawa, M., Ida, S., & Bessho, T. 2008, *ApJ*, 678, 498
- Nayakshin, S., Dipierro, G., & Szulágyi, J. 2019, *MNRAS*, 488, L12
- Nichols, J. D. 2011, *MNRAS*, 414, 2125
- Nichols, J. D. 2012, *MNRAS*, 427, L75
- Noyola, J. P., Satyal, S., & Musielak, Z. E. 2014, *ApJ*, 791, 25
- O’Gorman, E., et al. 2018, *Astron. Astrophys.*, 612, A52
- Rauer, H., et al. 2014, *Experimental Astronomy*, 38, 249
- Roelfsema, P. R., & Goss, W. M. 1992, *A&A Rev.*, 4, 161
- Roth, L., Saur, J., Retherford, K. D., Strobel, D. F., Feldman, P. D., McGrath, M. A., & Nimmo, F. 2014, *Science*, 343, 171

- Roth, L., et al. 2016, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121, 2143
- Russell, C. 1978, *Nature*, 272, 147
- Russell, C. T., & Luhmann, J. G. 1997, *Encyclopedia of Planetary Science*, 208
- Ryabov, V.B., et al. 2004, *Space Sci.*, 52, 1479
- Sánchez-Lavega, A. 2004, *The Astrophysical Journal Letters*, 609, L87
- Sano, Y. 1993, *Journal of geomagnetism and geoelectricity*, 45, 65
- Shiratori, Y., et al. 2006, *Platypus Press*, 290
- Siemion, A., et al. 2015, in *Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14)*, 116
- Sirothia, S.K., et al. 2014, *Astron. Astrophys.*, 562, A108
- Smith, A. M. S., et al. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 395, 335
- Snellen, I. A. G., Brandl, B. R., de Kok, R. J., Brogi, M., Birkby, J., & Schwarz, H. 2014, *Nature*, 509, 63
- Sofue, Y., Kawabata, K., Kawajiri, N., & Kawano, N. 1972, *PASJ*, 24, 309
- Spencer, J. R., Tamppari, L. K., Martin, T. Z., & Travis, L. D. 1999, *Science*, 284, 1514
- Starchenko, S., & Jones, C. 2002, *Icarus*, 157, 426
- Stelzer, Z., & Jackson, A. 2013, *Geophysical Journal International*, 193, 1265
- Stevens, I.R. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 356, 1053
- Stevenson, D. 1983, *Reports on Progress in Physics*, 46, 555
- Stevenson, D. 1984, *Astronomische Nachrichten*, 305, 257
- Stevenson, D. J. 1979, *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*, 12, 139
- Stroe, A., et al. 2012, *Astron. Astrophys.*, 546, A116
- Suzuki, Daisuke and Bennett, David P. and Ida, Shigeru and Mordasini, Christoph and Bhattacharya, Aparna and Bond, Ian A. and Donachie, Martin and Fukui, Akihiko and Hirao, Yuki and Koshimoto, Naoki and Miyazaki, Shota and Nagakane, Masayuki and Ranc, Clément and Rattenbury, Nicholas J. and Sumi, Takahiro and Alibert, Yann and Lin, Douglas N. C. 2018, *ApJ*, 869, L34
- Tanaka, H., Castelli, J. P., Covington, A. E., Krüger, A., Landecker, T. L., & Tlamicha, A. 1973, *Sol. Phys.*, 29, 243
- Tanigawa, T., Ohtsuki, K., & Machida, M. N. 2012, *ApJ*, 747, 47
- Tanigawa, T., & Tanaka, H. 2016, *ApJ*, 823, 48
- Braun, R., and SKA Science Team, 2017, SKA-TEL-SKO-0000818
- Thomas, N., Bagenal, F., Hill, T., & Wilson, J. 2004, *Jupiter. The planet, satellites and magnetosphere*, 1, 561
- Tokumaru, M., Kojima, M., Fujiki, K., Maruyama, K., Maruyama, Y., Ito, H., & Iju, T. 2011, *Radio Science*, 46, RS0F02
- Treumann, R. A. 2006, *The Astronomy and Astrophysics Review*, 13, 229
- Trumbo, S. K., Brown, M. E., & Butler, B. J. 2017, *The Astronomical Journal*, 154, 148
- Trumbo, S. K., Brown, M. E., & Butler, B. J. 2018, *The Astronomical Journal*, 156, 161
- Tsuchiya, F., Misawa, H., Imai, K., & Morioka, A. 2011, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 116, A09202
- Tsuchiya, F., Misawa, H., Imai, K., Morioka, A., & Kondo, T. 2010, in *Advances in Geosciences, Volume 19: Planetary Science (SE)*, Vol. 19, 601
- Tsvetkova, S., Petit, P., Aurière, M., Konstantinova-Antova, R., Wade, G. A., Charbonnel, C., Decressin, T., & Bogdanovski, R. 2013, *A&A*, 556, A43
- Turner, J., et al. 2017, *Austrian Academy of Sciences Press, Vienna*, 301
- Valenti, J. A., Basri, G., & Johns, C. M. 1993, *AJ*, 106, 2024
- Vazan, A., Helled, R., & Guillot, T. 2018, *A&A*, 610, L14
- Winglee, R. M., et al. 1986, *The Astronomical Journal letter*, 309, L59
- Winterhalter, D., et al. 2006, *Austrian Academy of Sciences Press, Vienna*, 595
- Withers, P., & Vogt, M. F. 2017, *The Astrophysical Journal*, 836, 114
- Wood, B. E., Müller, H.-R., Zank, G. P., & Linsky, J. L. 2002, *ApJ*, 574, 412
- Wu, C., & Lee, L. 1979, *The Astrophysical Journal*, 230, 621
- Yantis, W.F., et al. 1997, *Bull. American Astron. Soc.*, 9, p.453
- Yoshioka, K., et al. 2014, *Science*, 345, 1581
- Zarka, P. 2004, *Advances in Space Research*, 33, 2045
- Zarka, P. 2007, *Planetary and Space Science*, 55, 598
- Zarka, P., et al. 1997, *Planetary Radio Emissions IV*, 101
- Zarka, P., Treumann, R. A., Ryabov, B. P., & Ryabov, V. B. 2001, in *Physics of Space: Growth Points and Problems (Springer)*, 293
- Zarka, P. 2011, *Austrian Academy of Sciences Press, Vienna*, 287
- Zhang, S., et al. 2018, *ApJ*, 869, L47
- Zhu, Z., et al. 2019, *ApJ*, 877, L18
- 伊藤智美. 2008, 東北大学修士論文
- 河野長. 2003, 地震第2号, 56, 311
- 浜島書店「ニューステージ新地学図表」, 2013

著者一覧（○は編集責任者）

○藤井友香	東京工業大学
木村智樹	東北大学
北元	JAXA/ISAS
土屋史紀	東北大学
寺田由佳	東京大学
潮平雄太	熊本大学
高橋慶太郎	熊本大学
橋本淳	国立天文台
青山雄彦	清華大学
岩井一正	名古屋大学
佐川英夫	京都産業大学
前澤裕之	大阪府立大学
中川広務	東北大学

第12章 まとめ

はじめに 本書ではSKA計画で実施可能な宇宙論、宇宙再電離、銀河進化、パルサー、宇宙磁場、近傍宇宙時空計測、星間物質、突発天体、星惑星形成、そして惑星の科学的課題について議論した。各領域では、まず科学課題を理解するのに必要な基礎的な背景知識を紹介した。専門家だけでなく非専門家でも、それぞれの領域のこれまでの知見と未解決の課題について把握できるよう配慮した。次に、国際SKAサイエンスブック2015についてレビューを行った。世界の最先端が何処にあるのか、世界がSKA計画のどこに注目しているかについて解説した。そして最後に、日本がSKAを用いて果たせるであろう研究の独自性を議論した。これにより日本がリードできそうな研究課題を明確にし、日本がSKA計画に参加する科学的動機がどの程度あるのかを明らかにした。その結果、日本には幅広い分野のセンチ波・メートル波への期待があることは明らかである。

成功基準 SKAはこれまでにない規模の大型干渉計であり、サイエンスのターゲットが非常に広く、内容も多岐に渡っている。このようなプロジェクトでは一般に成功基準を設け、その目的と目標をはっきりさせておくことが、プロジェクトが途中で拡大していき、資金や人的資源が足りなくなることを防ぐために重要である。SKA-JPサイエンスワーキンググループでは、サイエンスブックに書かれているような研究活動を進めていく中で、独自視点でのSKA計画の成功基準を作成した(図12.1)。

科学検討課題 各科学領域では天文学的・宇宙物理学的な課題がまとめられたが、その解決の達成がもっとも期待される観測の具体的な内容の検討はまだ十分とは言えない。例えばどの視野や天体を観測するかサーベイ戦略を具体化していく検討が必要だろう。また限られた資源の中で、サーベイの効率化を領域をまたがって検討するべきである。一例を挙げるならば、ContinuumとPolarimetryは親和性が高く、SKA試験機によるサーベイでも相乗り観測についての調整が長く議論されてきている。さらには、観測において単一のゴールではなく複数のゴールを見定める検討が必要である。領域をまたがった日本の優先すべきキーサイエンスの検討も必要かもしれない。加えて、SKAが動き出した時に、すぐに観測を実施しデータ解析を始められるような体制づくりも重要である。例えば既存の観測装置によりパイロット観測を行ったり、アーカイブデータの解析を行うなどの取り組みも必要だろう。最後に、一般的な科学計画と同じく、解説マニュアルの作成などの各種の整備も重要だろう。これにより分野外の研究者の参画をしやすくし、また次世代を担う若手の育成に役立つ。

結語 以上のことから、センチ波・メートル波の大望遠鏡は我が国の科学コミュニティが必要としている観測装置であり、技術的にも最先端の開発項目が多々あり、国内の科学技術水準を高く維持する上でも重要である。今後も様々な検討と開発を組織的・戦略的に進めていかなければならないことは明らかである。これらの準備活動自体が、国内の科学技術水準を高く維持するのに寄与するだろう。

目的	ミニマムサクセス	フルサクセス	エクストラサクセス
再電離 再電離期中性水素21cm線の観測により宇宙再電離史と構造形成史を理解する。	【LOW】観測が実行され、SKA先行機よりも良い制度で21cm線パワースペクトルに制限を与え、幾つかの再電離理論モデルを棄却する。	【LOW】21cmパワースペクトルを同定し、宇宙の平均電離史を決める。すばるとの共同観測で銀河と21cm線の相関を測り再電離の光子源や空間的発展の仕方にも制限をつける。	【LOW】21cm Tomographyに成功し、再電離期における中性水素の2次元+赤方偏移空間分布を直接的に示す。イメージング観測から個々の高赤方偏移天体の放射特性を明らかにする。
宇宙論 電波域における宇宙論的手法の開拓とそれによる原始宇宙の解明電波域における宇宙論的手法の開拓とそれによる原始宇宙の解明	【Band2】既存の観測とは独立な波長域での銀河サーベイによる宇宙論的手法を確立し、既存の観測と同程度の制限を達成する。	【Band2+LOW】(1)原始非ガウス性を σ (fNL)=1で検出する。(2)21cmパワースペクトルの精密測定により、独立に宇宙論パラメータを決定する。	【Band1,2+LOW】(1)原始非ガウス性の決定による原始密度揺らぎ生成機構の解明。(2)暗黒物質、暗黒エネルギー、インフレーションモデルを独立に検証。
銀河進化 統一スケールリング則を通じたダークマター-バリオン関係の解明。HI 21cm吸収線系による高赤方偏移銀河の星形成解明。	中間zまでの様々なスケールリング則の進化の観測的確立。HI 21cm吸収線系の $z > 4$ での検出	星形成率・ガス質量関数と組み合わせた大統一スケールリング則の確立。HI吸収線系の統計を用いた銀河形成前夜の素過程の観測的検証。	ダークマター環境-バリオン関係の進化描像の確立。z = 4-20での銀河形成・宇宙再電離史の総合解明。
パルサー かつてない規模のパルサーサーベイを行い、ミリ秒パルサーの精密タイミングにより低周波重力波を直接検出するとともに、パルサーの性質と進化を解明する。	全天パルサーサーベイを行い、10,000個のノーマルパルサーと1,000個のミリ秒パルサーを発見する。	ミリ秒パルサーに対し精密なパルサータイミング観測を行い、ナノヘルツ重力波を直接検出する。ノーマルパルサーの分類を行い、パルサーの性質と進化を明らかにする。	ミリ秒パルサーの距離を精密測定し、重力波源の位置を精密に決定して、電磁波でのフォローアップを可能にする。
宇宙磁場 宇宙磁場を偏波解消とトモグラフィーを用いて4次元的に解明する	LOW/Band2の広域連続偏波観測を達成する。(1)天の川高銀緯の特徴的な磁場構造の有無を探る。(2)近傍の数天体でジェットやその終端の構造・組成や加速位置を探る。	Band5の深連続偏波観測を達成する。LOW/B2のデータと合わせる。(1)複数の近傍edge-on銀河の磁場形状を特定する。(2)銀河団磁場の詳細な構造や粒子加速機構を探る。	Band1の広域連続偏波観測を達成する。LOW/B2/B5のデータと合わせる。(1)大規模構造の磁場を発見する。(2)偏波解消から銀河磁場の宇宙論的な成長を明らかにする。
時空計測 天の川銀河の基本パラメータの決定。天の川銀河内のミラ型変光星に対する周期-光度関係の高精度導出	LMCの銀河回転曲線と経年固有運動を10 μ as/年の精度で決定。天の川銀河南天域における渦状腕形状の確定。Milky Way Spiral Arm Tomographyの実施。	M31の銀河回転曲線と経年固有運動を3 μ as/年の精度で決定。天の川銀河のバルジと巨大ブラックホールの共進化の解明。太陽系銀河公転による銀河光行差を0.5 μ as/yrの精度で決定。	Astrometric microlensingの検出に基づく暗黒物質、褐色矮星、地球外惑星の探索

図 12.1: 日本 SKA コンソーシアム独自の視点による、SKA 計画成功基準

第13章 謝辞

このサイエンスブックおよびその元となる研究は以下の研究助成を受けたものです。

- 市來淨與（名古屋大学）：科学研究補助金（24340048・16H01543・18K03616・15H05890・17H01110）
- 今井 裕（鹿児島大学）：科学研究費補助金（16H02167）
- 木坂将大（東北大学）：科学研究費補助金（18H01245・18H01246・19K14712）
- 島袋隼士（Yunnan University, SWIFAR）：学術振興会特別研究員奨励費（13J03015）、The national natural science foundation of China (Grant No.11850410429)、China Postdoctoral Science Foundation (Grant No.2018M641322)、Tsinghua International Postdoctoral Fellowship Support Program、International postdoctoral fellowship from the Ministry of Education (MOE) and the State of Administration of Foreign Experts Affairs of China (SAFEA)
- 杉山 直（名古屋大学）：科学研究費補助金（15H05890・17H01110）、二国間交流事業、国立天文台大学支援経費
- 高橋慶太郎（熊本大学）：科学研究費補助金（26610048・15H05896・16H05999・17H01110）、二国間交流事業、国立天文台大学支援経費、統計数理研究所共同利用一般研究 2
- 竹内 努（名古屋大学）：科学研究費補助成（23340046・24340048・17H01110・19H05076）、住友財団自然科学研究助成（180923）、統計数理研究所共同利用一般研究 2
- 土屋史紀（東北大学）：科学研究費補助金（19H01948・17H02965・26400476）、JSPS and MAEDI under the Japan- France Integral Action Program (SAKURA)
- 新沼浩太郎（山口大学）：科学研究費補助金（15H00784・18H03721）
- 藤田 裕（大阪大学）：科学研究費補助金（15K05080・18K03647）
- 橋本 淳（アストロバイオロジーセンター）：科学研究費補助金（19H00703, 19H05089, 19K03932）
- 長谷川賢二（名古屋大学）：科学研究補助金（17H01110・18K03699）、国立天文台大学支援経費
- 町田真美（九州大学）：科学研究補助金（23740153, 16H03954, 19K03916）
- 箕田鉄兵（名古屋大学）：特別研究員奨励費（19J13898）
- 宮下恭光（熊本大学）：科学研究費補助金（17J06936）

- 山内大介（神奈川県）：科学研究費補助金（17K14304・19H01891）
- 山崎翔太郎（東京大学）：科学研究費補助金（17J04010）
- 山崎 大（茨城大学）：学術研究助成基金助成金（25871055・16K20927）
- 米丸直之（熊本大学）：科学研究費補助金（19J11575）、日本学術振興会若手海外挑戦プログラム