

著者一覧

市来淨與	名古屋大学	3.2, 3.3 章
島袋隼士	名古屋大学	3.1, 3.2 章
田代寛之	名古屋大学	3.2,
長谷川賢二	名古屋大学	3.1, 3.2, 3.3 章
横山修一郎	立教大学	3.2 章
吉浦伸太郎	熊本大学	3.1, 3.2, 3.3 章
吉川耕司	筑波大学	3.2 章

3.1 未解決のサイエンス

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 [32]。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、再電離が始まってから完了するまでの期間 ($6 \lesssim z \lesssim 15$) に注目する。

現在、高赤方偏移のクェーサーやガンマ線バースト (GRB)、ライマン α 森の観測によって、EoR 終期については観測が届きつつあるが、EoR 開始時期や、その期間については未だ分かっていない。しかし、現在、計画が進行中の Square Kilometer Array (SKA) では、 $z \sim 27$ まで観測する事が可能となり、初代天体や EoR についての情報量が飛躍的に増えると期待されている。

3.1.1 宇宙晴れ上がりから暗黒時代

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ができなかった光子は、自由に進む事ができるようになり、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。

3.1.2 暗黒時代の終焉と再電離期の始まり

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でダークマターが重力収縮し、低質量 ($10^5 - 10^6 M_\odot$) 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 [140]。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 [57]、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、 $10 - 1000 M_\odot$ の幅広い初代星質量が実現される事が示されている [56]。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则认为られる。

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 [88]、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輻射に放射され、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はまったく未解明である。これら初代天体を SKA で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。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。

3.1.3 21cm 線

初代天体形成や EoR を探る効果的な方法として、中性水素の超微細構造由来の 21cm 線がある [41]。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、スピン温度と CMB の温度 T_{CMB} との差で定義される輝度温度が式 (3.1) で与えられる。

$$\begin{aligned} \delta T_b(\nu) &= \frac{T_S - T_{\text{CMB}}}{1+z} (1 - e^{-\tau_{\nu_0}}) \\ &\sim 27 x_{\text{HI}} (1 + \delta) \left(1 - \frac{T_\gamma}{T_S}\right) \left(\frac{H}{dv_{\parallel}/dr_{\parallel}}\right) \left(\frac{1+z}{10}\right)^{1/2} \left(\frac{0.15}{\Omega_m h^2}\right)^{1/2} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.023}\right) [\text{mK}] \end{aligned} \quad (3.1)$$

ここで、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、

$$\begin{aligned} \tau_{\nu_0}(z) &= \frac{3}{32\pi} \frac{h_p c^3 A_{21\text{cm}}}{k_B \nu_0^2} \frac{n_{\text{H}}}{T_S (1+z) dv_{\parallel}/dr_{\parallel}} \\ &= 9.6 \times 10^{-3} (1 + \delta) \left(\frac{1+z}{10}\right)^{3/2} \left(\frac{x_{\text{HI}}}{T_S}\right) \left[\frac{H(z)/(1+z)}{dv_{\parallel}/dr_{\parallel}}\right] \end{aligned} \quad (3.2)$$

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、 x_{HI} は平均中性水素率、 T_S はスピン温度、 $\Omega_m h^2$ 、 $\Omega_b h^2$ はそれぞれダークマター、バリオンの密度パラメーターである。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。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。 $\delta T_b > 0$ のとき、輝度温度は CMB に対する輝線として観測され、

$\delta T_b < 0$ 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。

$$T_S^{-1} = \frac{T_{\text{CMB}}^{-1} + x_\alpha T_\alpha^{-1} + x_K T_K^{-1}}{1 + x_\alpha + x_K} \quad (3.3)$$

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) 中性水素同士の衝突による相互作用

天体形成などの影響は、(2),(3) による相互作用を通じてスピン温度に現れる。

3.1.4 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 [85]。

(1) $z \gtrsim 100, T_K = T_S \leq T_\gamma$ (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) $35 \lesssim z \lesssim 100, T_K < T_S < T_\gamma$ (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) $z \sim 35, T_K < T_S \sim T_\gamma$ (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。

(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はなく、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。

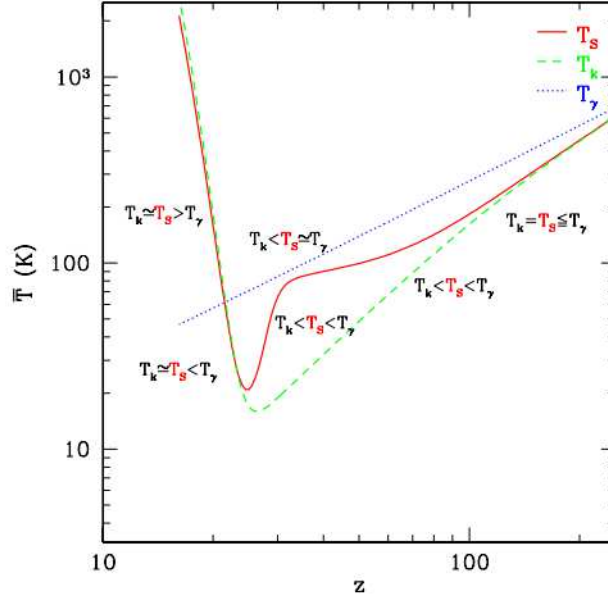


図 3.1: IGM 温度の時間進化 ([85])。横軸は赤方偏移、縦軸は温度を表す。赤い実線はスピン温度、緑の破線はガス温度、青い点線は CMB の温度を表す。

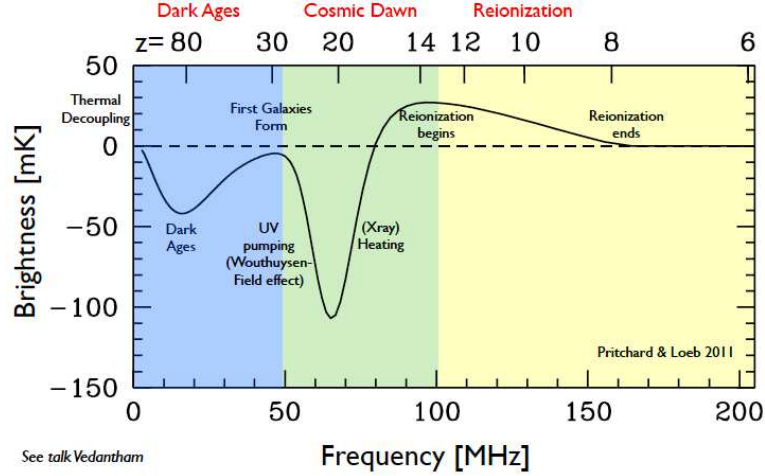


図 3.2: 輝度温度の時間発展 (Pritchard & Loeb, 2011)。横軸は周波数、縦軸は輝度温度。 $z \lesssim 30$ で初期天体が形成されると、そこから発せられる紫外光によって WF 効果が起こり、スピン温度は IGM のガス温度とカップリングする。このとき、ガス温度は CMB の温度より小さいので、輝度温度は吸収線として見える。しかし、 $z \sim 20$ で X 線による加熱が効き始めると、ガス温度は急激に上昇するため、 $z \lesssim 15$ では、輝度温度は輝線として観測される。またこの時期、再電離が始まる。 $z \sim 8$ になると、再電離が終わり、中性水素の割合が 0 となるため、輝度温度は式 (3.1) より 0 となり、輝線も吸収線も見えなくなる。

(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 (3.1) 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 3.1 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 3.1) の時間発展を図 3.2 に示す。

3.1.5 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 [140]。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 [20]。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 [35]。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 [145]。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。

3.1.6 輝度温度を通した観測

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。

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 (3.4) の様書き下す事ができる [41]。

$$\delta_{T_b} = \beta_b \delta_b + \beta_x \delta_x + \beta_\alpha \delta_\alpha + \beta_T \delta_T - \delta_{\partial v} \quad (3.4)$$

この展開された揺らぎから、そのパワースペクトルは、

$$P_{T_b}(k, \mu) = P_{\mu^0}(k) + \mu^2 P_{\mu^2}(k) + \mu^4 P_{\mu^4}(k) \quad (3.5)$$

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 3.3、3.4 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。

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。

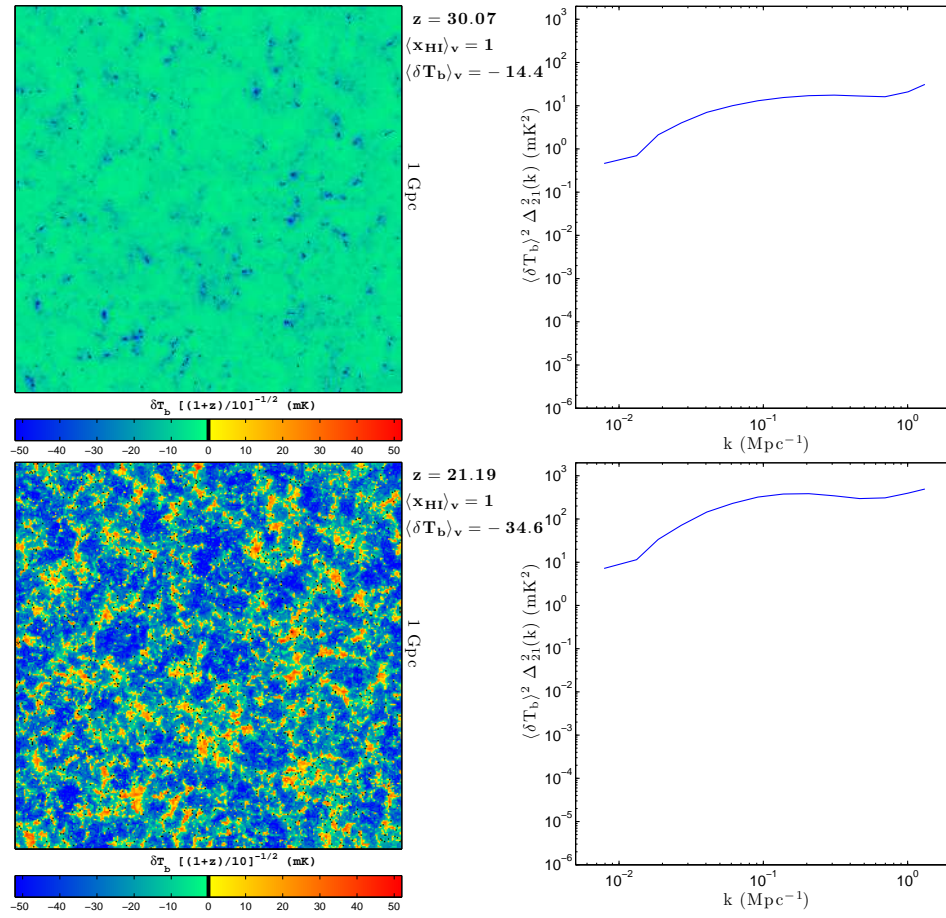


図 3.3: ダークエイジ、CD での δT_b のマップとパワースペクトル (Mesinger et al, 2010)。左は δT_b のマップで、右がパワースペクトルのグラフ。パワースペクトルの横軸は波数 k で縦軸はパワースペクトル。ダークエイジ終盤の $z=30.07$ 、X 線による加熱が十分に効く前の $z = 21.19$ では、輝度温度は CMB に対する吸収として見える ($\delta T_b < 0$)

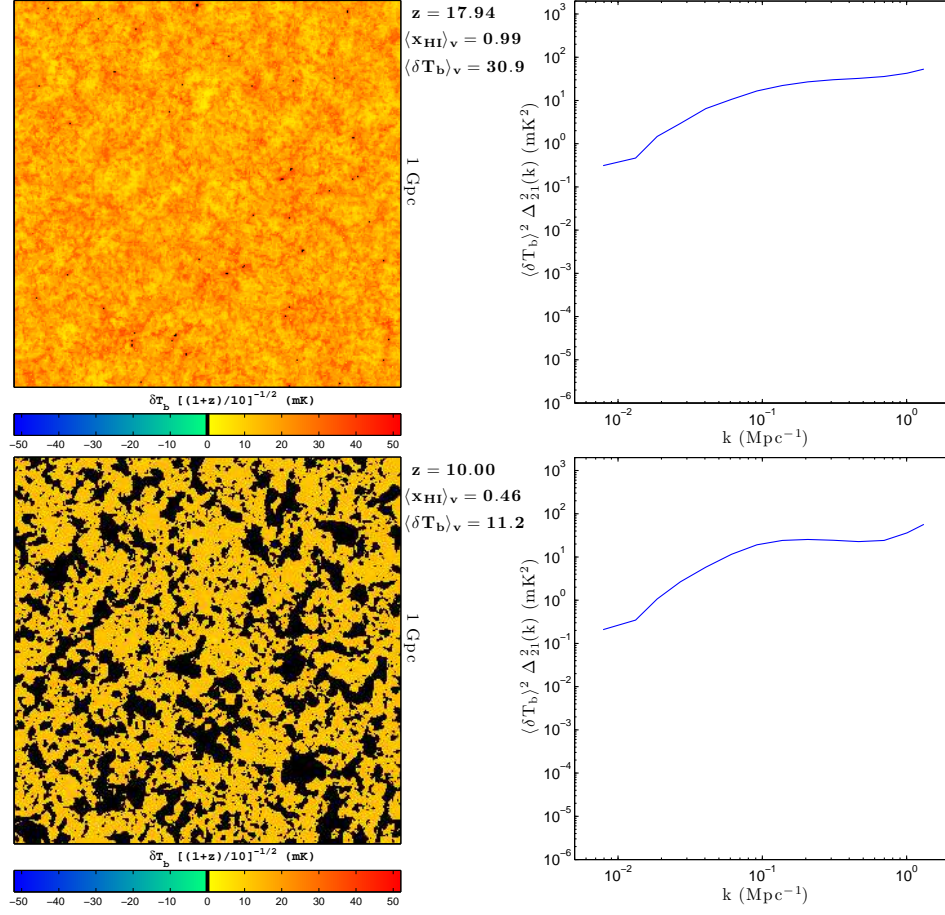


図 3.4: 再電離期での δT_b のマップとパワースペクトル (Mesinger et al, 2010)。加熱が十分に効いている $z = 17.94$ では、輝度温度は輝線として観測される ($\delta T_b > 0$)。このとき、水素は中性状態として存在しているが、 $z = 10.00$ になると、再電離が始まり、水素がイオン化された領域と、中性状態のままの領域に別れているのを見る事ができる。イオン化領域がバブルとして表され、中性状態の部分はパッチ状になっており、両者には強いコントラストがある。

- 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。

- 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、イオン化バブル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。

3.1.7 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、現在得られているのは再電離期終了間際 ($z \lesssim 10$) の情報だけであり、再電離開始時期の物理は依然として分かっていないため、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につれ、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 [33, 88]。

CMB 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 $\tau \sim 0.09$ 程度である事が分かっている [99]。

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、H I の電離は、 $z \lesssim 11$ で起こったと期待される [16]。

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 [121]。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., [125])。

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 ([92])。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., [94])。

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 [25]。

X 線

軟 X 線 (Soft X-ray) 背景放射強度を観測することで、水素原子 1 個あたりの X 線光子数に制限を加えることができる。さらにそこから、X 線のソースを制限できる。例えば $z = 10$ 付近の観測的制限によると、大質量 X 線連星とダークマター対消滅による水素原子あたりの光子数は 0.1 程度しか無いことがわかっている。また、活動銀河核 (AGN) は再電離に最大 10% 程度しか寄与できないことも分かっている [79]。

SKA パスファインダー

SKA の完成はまだまだ遠いが、現在 SKA 完成までの試験や観測的実験としていくつか望遠鏡が建設され、観測が行われている。それらの観測からも再電離期の 21cm パワースペクトルに対する制限が得られている。ここでは、各望遠鏡と観測結果について簡単に触れる。

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 [96]。

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。 $z=9.5$ の波数 $k=0.046\text{Mpc}^{-1}$ でパワースペクトルの平方根が 0.3K より小さいという制限を得ている [29]。

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 $k=0.11\text{hMpc}^{-1}$ で上限 2704mK^2 を与える [97]。

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 [148]。

3.2 国際 SKA のサイエンス

3.2.1 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。

$$\frac{dx_{\text{HII}}}{dt} = k_{\text{col}}(T)(1 - x_{\text{HII}})n_e - \alpha(T)x_{\text{HII}}n_e + k_{\text{ph}}(1 - x_{\text{HII}}) \quad (3.6)$$

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、

$$k_{\text{ph}} = \int d\Omega \int_{\nu_L}^{\infty} \frac{I_\nu}{h\nu} \sigma_\nu d\nu \quad (3.7)$$

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

$$\frac{du}{dt} = \frac{\Gamma - \Lambda}{\rho} \quad (3.8)$$

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、

$$\Gamma_{\text{ph}} = n_{\text{H}} \int d\Omega \int_{\nu_L}^{\infty} \frac{I_\nu}{h\nu} (h\nu - h\nu_L) \sigma_\nu d\nu \quad (3.9)$$

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., [124])。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、

$$l = \frac{1}{\sigma_\nu n_{\text{H}}} \approx 2 \left(\frac{10}{1+z} \right)^2 \left(\frac{\nu}{\nu_L} \right)^3 \left(\frac{1}{x_{\text{H}}} \right) \text{ comoving kpc} \quad (3.10)$$

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、

$$t_{\text{rec}} = \frac{1}{\alpha(T) n_{\text{H}}} \approx 240 \left(\frac{10}{1+z} \right)^3 \text{ Myr} \quad (3.11)$$

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 [112]。

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、

$$r_{\text{S}} = \left(\frac{3\dot{N}_i}{4\pi n_{\text{H}}^2 \alpha_{\text{B}}(T)} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.12)$$

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., [64, 116])。より高赤方偏移銀河については、いくつかの仮定のに基づき、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., [93])。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., [8, 51, 87])。

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., [48, 95, 101, 132, 134, 139])。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., [27, 55, 61, 133])。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., [128, 132])。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

$$r_I = r_S [1 - \exp(-t/t_{\text{rec}})]^{\frac{1}{3}} \quad (3.13)$$

と表せる [113]。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 3.5)。

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., [13])。

3.2.2 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

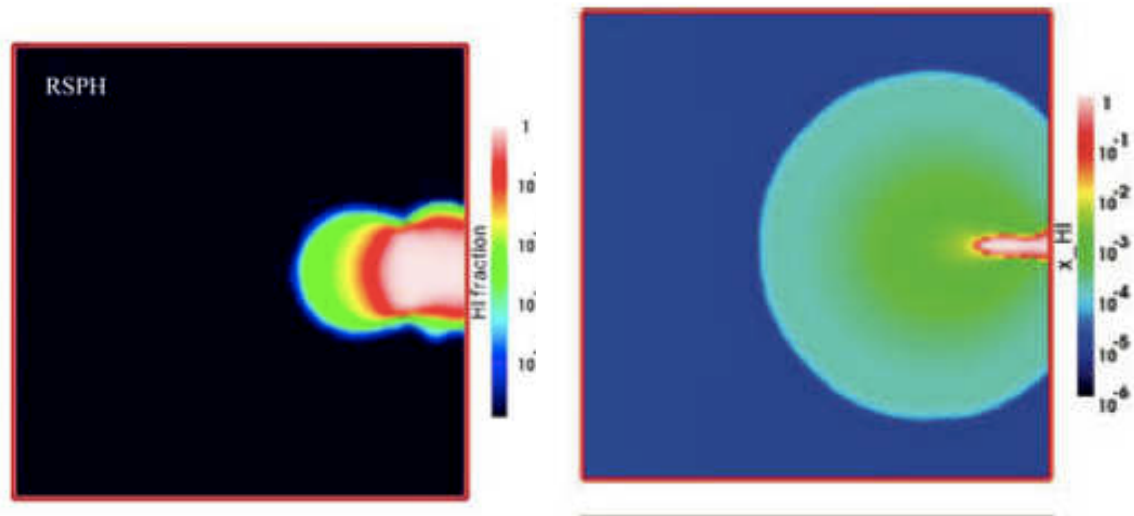


図 3.5: 左から一様電離光子フラックスが高密度ガス塊に入射する場合の計算結果 ([61], RSPH 法による計算結果を抜粋)。左図：静的なガスの場合、電離波面はガス塊に捕われる。右図：動的なガスの場合、ガス塊は光蒸発し、電離波面が進むようになる。

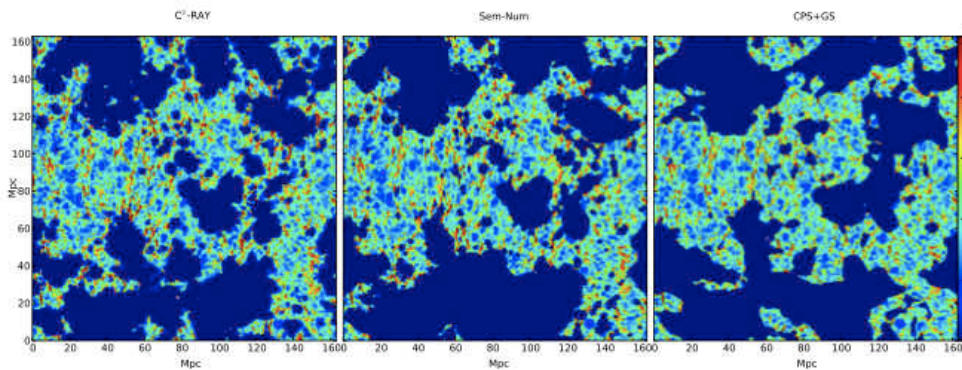


図 3.6: 輻射輸送シミュレーション (左図)、ハロー分布を用いた準数値的再電離シミュレーション (中央図)、Press-Schechter を用いた準数値的再電離シミュレーション (右図) による 21 cm 線強度分布の比較。ハロー分布を用いた準数値的再電離シミュレーションでは、輻射輸送シミュレーションの 21 cm 線強度分布をよく再現できるが、Press-Schechter を用いた準数値的再電離シミュレーションでは、輻射輸送シミュレーションの再現性は落ちることがわかる。[73]。

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 (e.g., [7, 23, 23, 39, 81, 105, 142]) 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 (e.g., [24, 47, 102])。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 (e.g., [59, 63])。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 (e.g., [5, 60, 77])。

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。

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 [40]。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 [23, 143]、高速なゼルドビッチ近似などを用いる場合がある [81]³。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 (e.g., [73, 144])、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. [73] 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 3.6)。

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 (3.2.1 節を参照)。この効果は、輻射輸送シミュレーション [62] や準数値的再電離シミュレーション [110] 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 [111]。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。

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。

³準数値的再電離計算コードの一例である 21 cmFAST [82] については、3.2.11 節を参照。

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。

3.2.3 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⁴。

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 ($\geq 100 M_\odot$) 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., [1, 19, 140])。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., [56], [117])、一つのミニハロー内で複数の比較的軽い ($10 - 100 M_\odot$) 星が生まれる可能性も指摘されている (e.g., [50, 114, 117, 127], 図 3.7)⁵。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

⁴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 [91]。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。

⁵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。

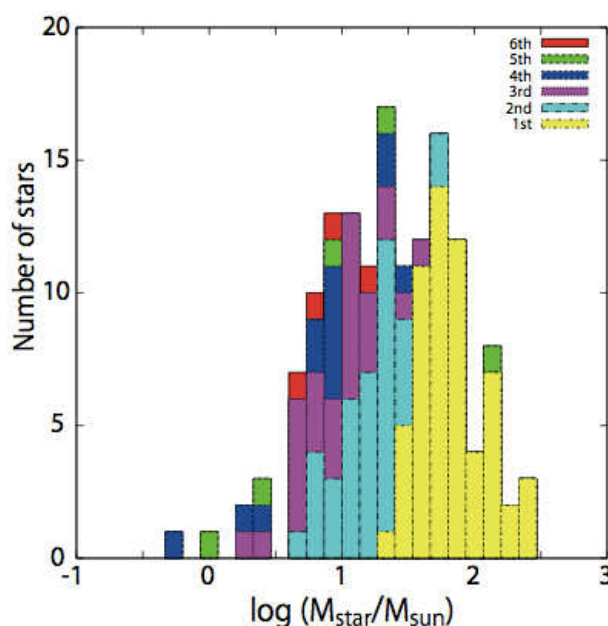


図 3.7: シミュレーションによって得られた初代星初期質量関数の一例 [117]。この計算では、典型的には $10 - 100 M_{\odot}$ 、割合は少ないが $> 100 M_{\odot}$ や $< 10 M_{\odot}$ の初代星も存在。およそ 1/3 が単独星、それ以外では複数の星系として誕生。

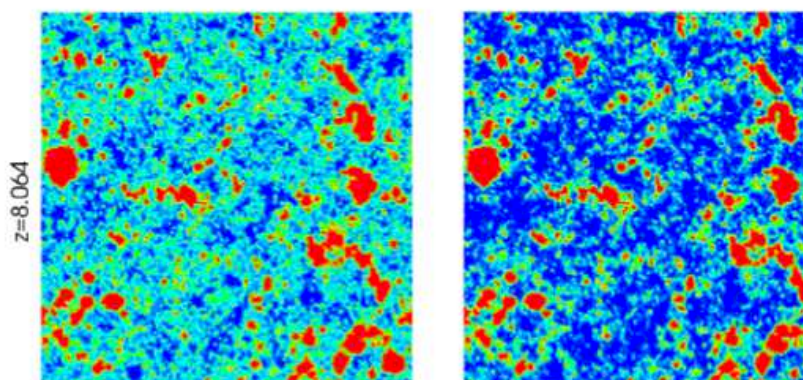


図 3.8: ミニハローを考慮した場合 (左図) と考慮しない場合 (右図) の赤方偏移 $z \approx 8$ での電離構造 (赤が電離領域、青が中性領域)。ミニハローを考慮した場合、部分電離された領域 (緑の領域) が占める体積が多くなり、トムソン散乱の光学的厚が増加する [5]。

めらかな電離構造ができると考えられる [83]。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., [53])、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 ([5] 図 3.8)。

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

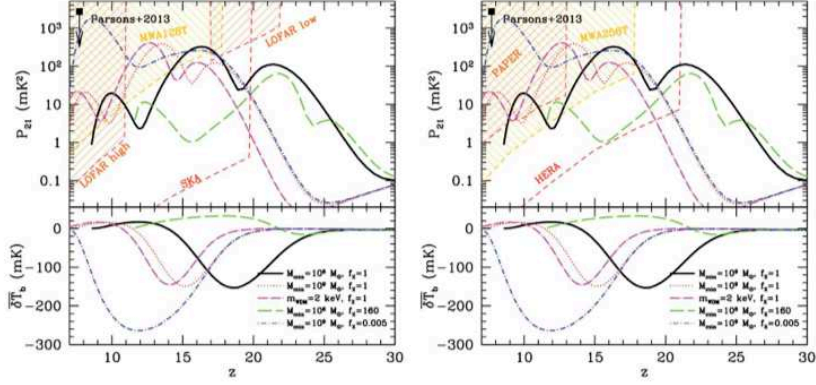


図 3.9: 上段: $k = 1/\text{Mpc}$ における球平均したパワースペクトル P_{21} の進化。ここで、 P_{21} は、 $P_{21} \equiv k^3/(2\pi^2 V) \overline{\delta T_b(z)^2} \langle |\delta_{21}(\mathbf{k}, z)|^2 \rangle_k$ 、 $\delta_{21}(\mathbf{x}, z) = \delta T_b(\mathbf{x}, z)/\overline{\delta T_b(z)} - 1$ で定義される。下段: 平均 δT_b の進化

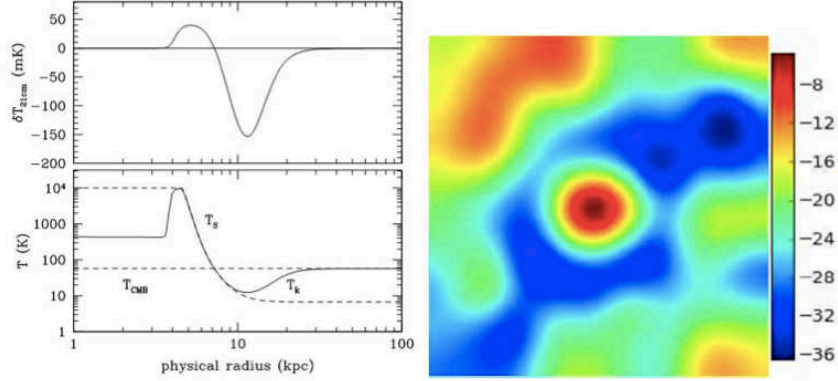


図 3.10: 左図: 理想な状況での種族 III 星 + X 線源を含む銀河周りのガス温度 (破線) とスピン温度 (実線)(下段) と δT_b (上段) [22]。右図: あるひとつの宇宙論的密度ピーク で形成された密集した銀河内に種族 III 星 + X 線連星 + 種族 II 星が存在した場合の δT_b 分布 [6]。シミュレーション領域サイズは、一辺 40 comoving Mpc で、ビーム幅 $\Theta = 2'$ 相当の平滑化を行った後の図である。図中心の密度ピークサイズは $\sim 7\text{Mpc} \sim 10'$ に相当する。左図では、電離領域すぐ外 (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。

に影響を与えると考えられている [126]。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 [49, 115]。また、この速度差の効果は、衝撃波によって大局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 [76]。

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 ($\delta T_b \equiv (T_s - T_{\text{CMB}}(z))(1 - e^{-\tau_{21}})/(1 + z)$) の振幅や空間揺らぎは増幅される ([86], 図 3.9)。

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., [6, 22])。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 3.10 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 ([6], 図 3.10 右)。

3.2.4 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., [37, 136]), ii) 輻射強度揺らぎの確率分布 (e.g., [12, 54]), 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., [69, 129, 135]) 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., [68])。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

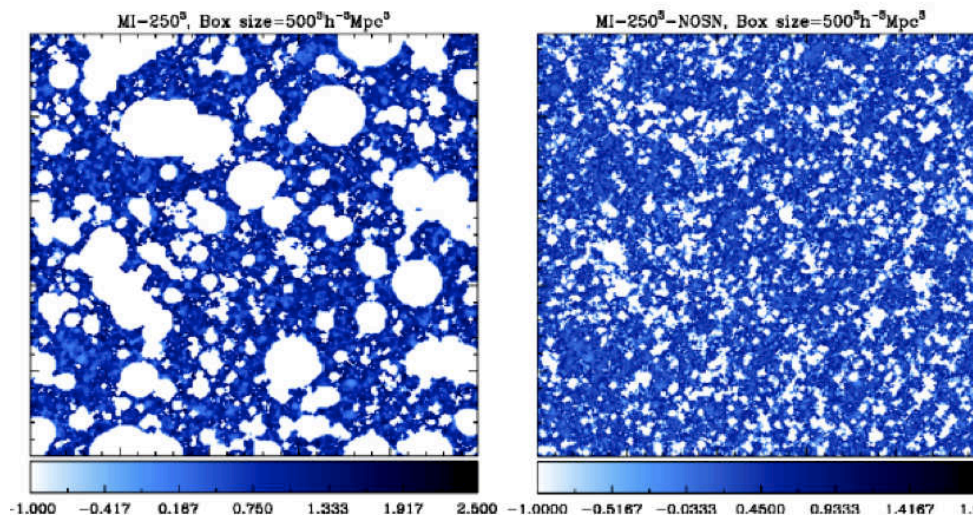


図 3.11: GALFORM を用いた 500Mpc 計算領域の計算結果。左図: 超新星爆発フィードバックを考慮した場合、右図: 超新星爆発フィードバックを無視した場合。Kim et al. in prep.

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 3.11)。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 [68]。

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ロ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 3.12 は、SKA1-low で 1000 時間観測を仮定し、前景放射除去 [44, 45] 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

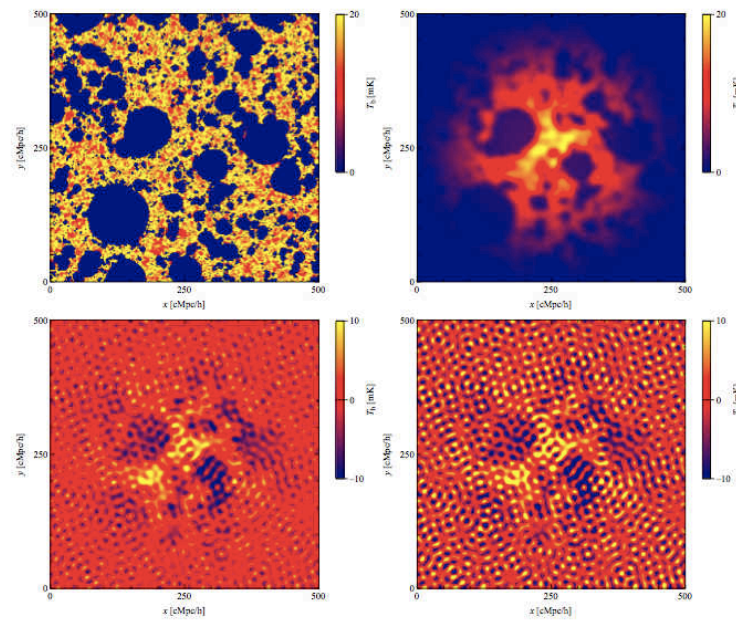


図 3.12: SKA1-low でのシミュレーション結果の模擬観測。ここでは、超新星爆発フィードバックが効果的に働いた場合の結果を示す。左上図：シミュレーション結果。右上図：前景放射なしの模擬観測。左下図：前景放射込みで、SKA-1 low による 1000 時間観測を仮定。右下図：感度を 1/2 にした場合の模擬観測図。

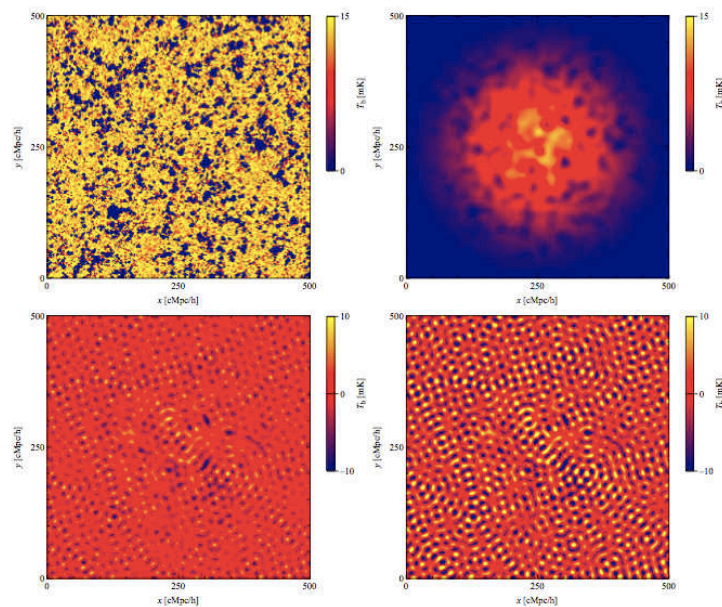


図 3.13: 図 8 と同様だが、超新星爆発フィードバックを無視した場合の計算結果の模擬観測

での撮像は困難であろう (図 3.13)。SKA2 では 4 倍程度感度が良い為、撮像できる可能性がある。

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。

3.2.5 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 3.2.5 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 [80]。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 km², 1 km², 2.5 km² 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。

(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

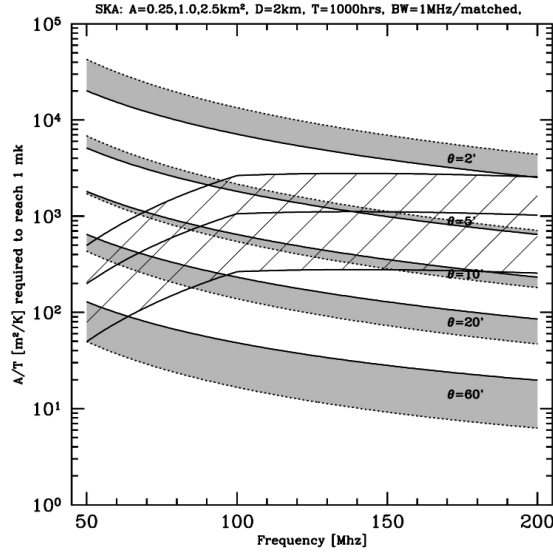


図 3.14: 1mK の輝度温度から撮像するために求められる A_{eff}/T_{sys} を示している。縦軸が A_{eff}/T_{sys} の大きさ、横軸が周波数である。灰色の線が分解能ごとに求められる A_{eff}/T_{sys} の大きさ、斜線は SKA で実現可能な A_{eff}/T_{sys} の大きさを表す。斜線より下に黄色い線があれば SKA での撮像が可能である。

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 [36]。

(b) 特別な天体：クエ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 [28]。

(c) トポロジー：撮像からイオン化領域の分布を利用した、トポロジカル測定というものがある。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 [36, 46]。

$$\chi = N_{part} - N_{tunnel} + N_{cavity} \quad (3.14)$$

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、クエーサーの寿命や光度、IGM 中の中性度に制限が加えられる [137]。クエ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キューサーのイオン化光子の実際の光度が分かる [43]。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。そこからキュ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 にキュ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 [10]。

(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た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。

3.2.6 21cm forest

21cm 線を用いた再電離期探索の一つとして、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 [38, 42]。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 (3.2) 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 $S_{\text{abs}} = (1 - e^{-\tau_{21\text{cm}}})S_{\text{in}}$ 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

$$V_v(\mathbf{u}) = \sum_i^{N_{\text{sources}}} I_\nu(\mathbf{s}) e^{-2\pi i \mathbf{u} \cdot \mathbf{s}} + n_s \quad (3.15)$$

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、

$$n_s = \frac{1}{\eta_s} \frac{\text{SEFD}}{\sqrt{N(N-1)t_{\text{int}}\Delta\nu}} \quad (3.16)$$

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、

$$\text{SEFD} = \frac{2k_B T_{\text{sys}}}{N_{\text{dip}} \eta_\alpha A_{\text{eff}}} \quad (3.17)$$

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 3.15, 3.16, 3.17 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、 $S_{\text{obs}} \sim S_{\text{abs}}$ 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。

Simulations: $z = 10$

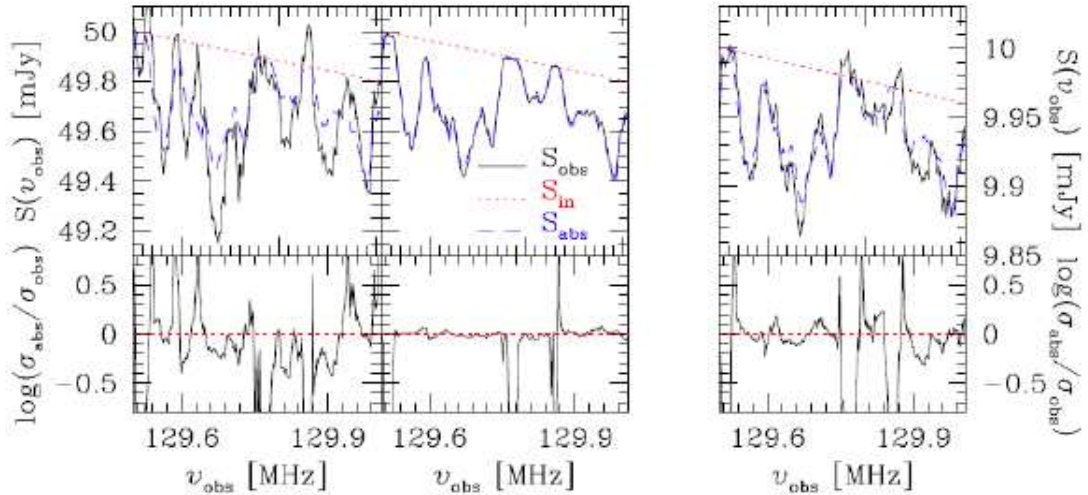


図 3.15: $z=10$ の結果。 S_{in} は電波源本来のスペクトルを表しており、 S_{abs} は 21cm 吸収線のシミュレーション結果を、 S_{obs} は観測によるノイズも乗せた 21cm 吸収線の結果を表している。また、 $\sigma_i = S_i - S_{\text{in}}$ である。左二つのパネルは電波源のフラックスが 50mJy の場合での LOFAR を想定したノイズ (左)、SKA1 を想定したノイズ (右) である。また、右のパネルは SKA1 を想定したときでフラックスが 10mJy の場合の結果である。 $\Delta\nu = 10\text{kHz}$

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、 $\sim \text{kHz}$ 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。

Simulations: $z = 7.6$

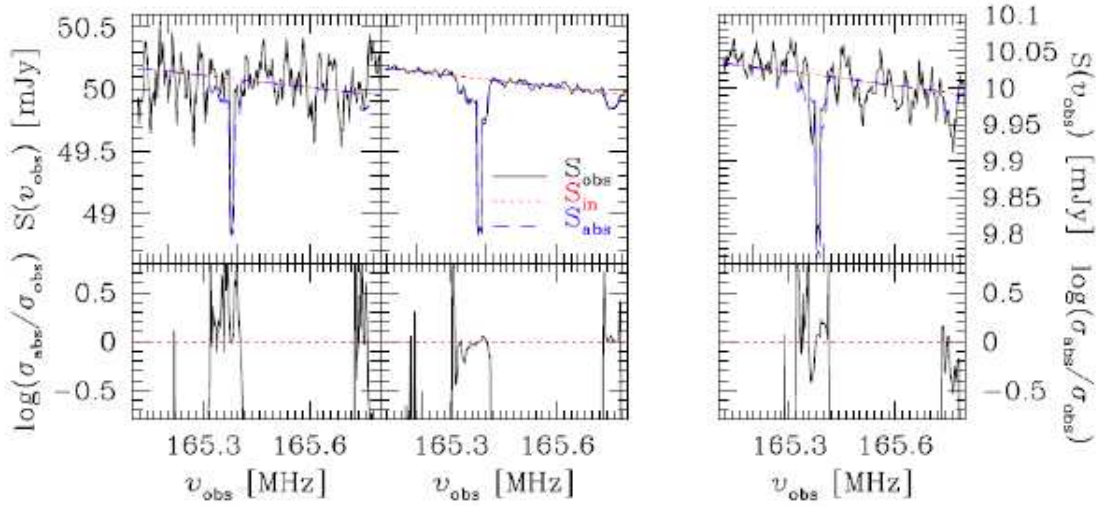


図 3.16: $z=7.6$ でのシミュレーション結果。線の説明は、図 3.15 の場合と同じ。 $\Delta\nu = 5\text{kHz}$

Simulations: $z = 14$

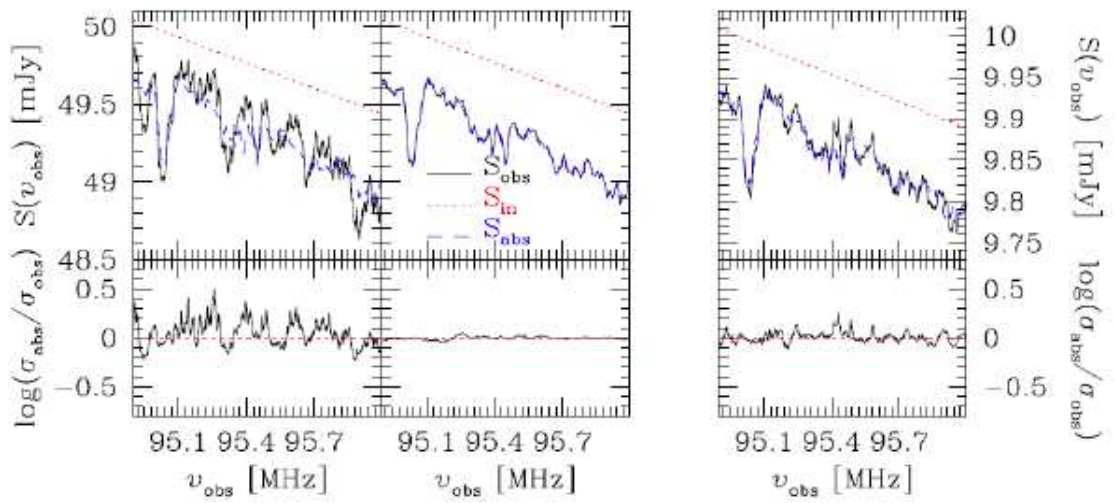


図 3.17: $z=14$ でのシミュレーション結果。線の説明は、図 3.15 の場合と同じ。 $\Delta\nu = 20\text{kHz}$

- 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 3.18) [21, 138]。

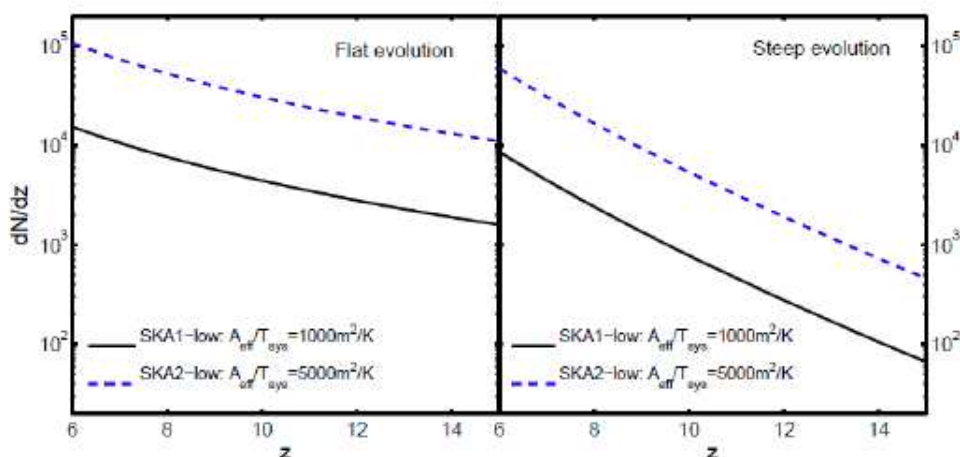


図 3.18: SKA1-low (黒線) と SKA2-low (青点線) での電波源の数密度 (全天観測した場合) の理論予測。左側はクェーサーの個数の赤方偏移進化がなだらかな場合で、右側が高赤方偏移では数密度が小さいが低赤方偏移に行くに連れて数密度が急激に上昇する場合を表している。

3.2.7 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？

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 ($M = 10^6 - 10^7 M_\odot$) 内で形成される [19, 52]。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 [53, 84, 103]。

- 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

- H₂ 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 3.9)

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 の加熱につぎ込まれる。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 [83]。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.3.18)。

$$\lambda_X \sim 20 \bar{x}_{\text{HI}}^{-1} \left(\frac{E_X}{300 \text{eV}} \right)^{2.6} \left(\frac{1+z}{10} \right)^{-1} \text{cMpc} \quad (3.18)$$

\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 3.9)。

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 [71]。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 [31]。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。

3.2.8 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 [126] 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. [89, 90] 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 [72, 89, 90]。図 3.19 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 3.20)。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

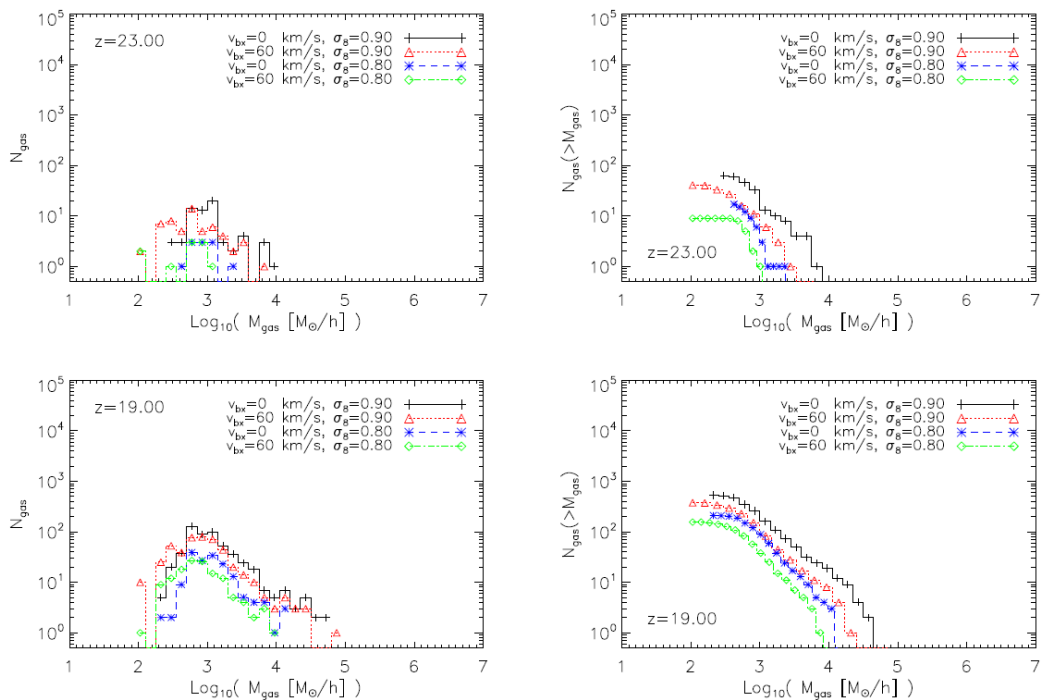


図 3.19: 赤方偏移 23(上段) と 19(下段) におけるガス雲の質量関数。左と右はそれぞれ differential な質量関数と cumulative な質量関数。

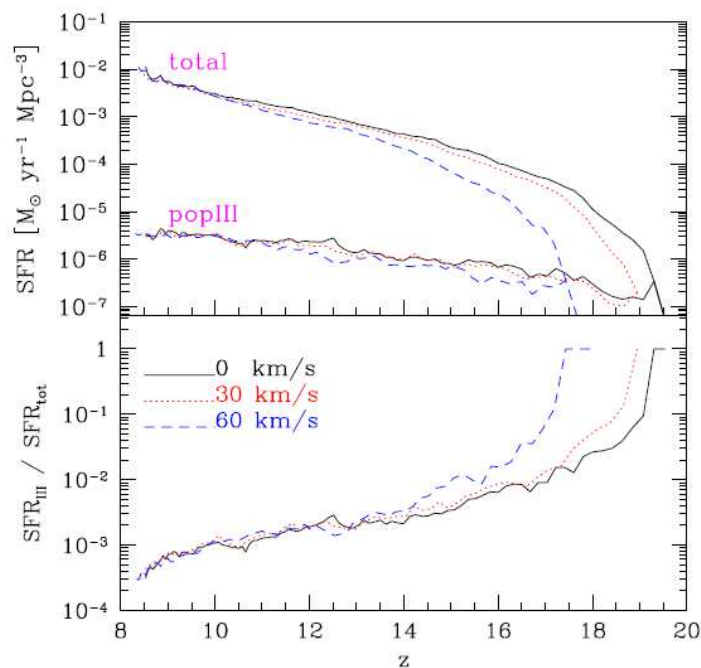


図 3.20: 上段：バリオンとダークマターの相対速度の対する Pop-III と全体の星形成の時間発展。
下段：Pop-III の形成率の全体の星形成率に対する寄与の時間発展。

の影響を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。

3.2.9 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輻射 (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う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

$$\delta T_B = (1 + \delta)x_H \times \dots \quad (3.19)$$

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 [41]。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 [3, 11, 100]。

「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な要素が δT_B には混入してくる。宇宙論とこの宇宙物理的な要素を完全に分離するためには、宇宙物理的効果に対する理論モデルの構築がまず考えられる [74]。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効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 [74, 78]。

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 [108]。

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 [30]。

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 [107]。

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 [126]。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 [66]。

● 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くる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 [14, 141]。

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。

3.2.10 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 [146]。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。この事から、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 [4] 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 [2, 9, 26, 65, 104, 109, 122, 123]。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 3.21 は [122] 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

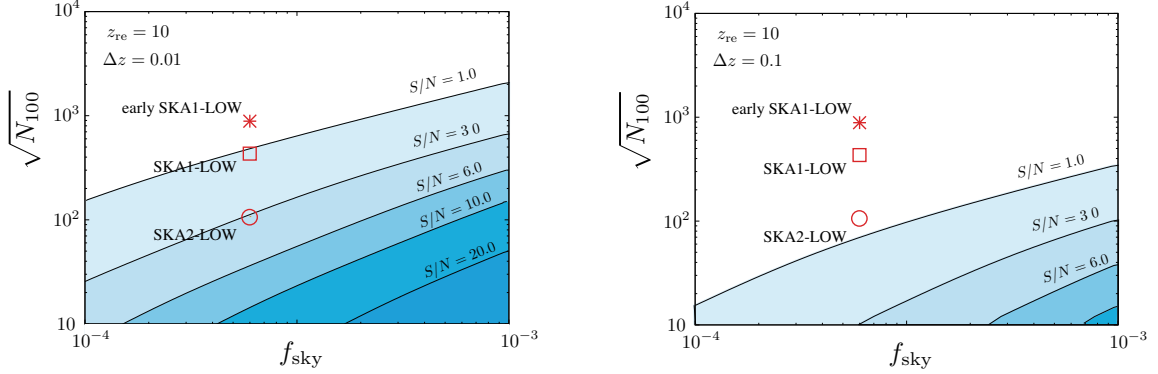


図 3.21: 再イオン化モデル毎の 21 cm と CMB の相互相関の S/N 比。横軸は 21 cm 線観測の sky fraction、縦軸は多重極 $\ell = 100$ で規格化された観測のノイズパワー (ノイズの角度パワースペクトル $N(\ell)$ は $N(\ell) = N_{100}(\ell/100)^2$ で与えられる)。左パネルでは $\Delta z = 0.01$ 。右パネルでは $\Delta z = 0.1$ 。両パネルとも $z_{\text{re}} = 10$ であり、観測周波数は $z = 10$ に対応する。

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、

$$x_e(z) = \frac{1}{1 + \exp[(z - z_{\text{re}})/\Delta z]}, \quad (3.20)$$

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、宇宙のイオン化度に応じて、すこし複雑な様相を示す [70, 131]。

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 3.22 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 [131]。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。

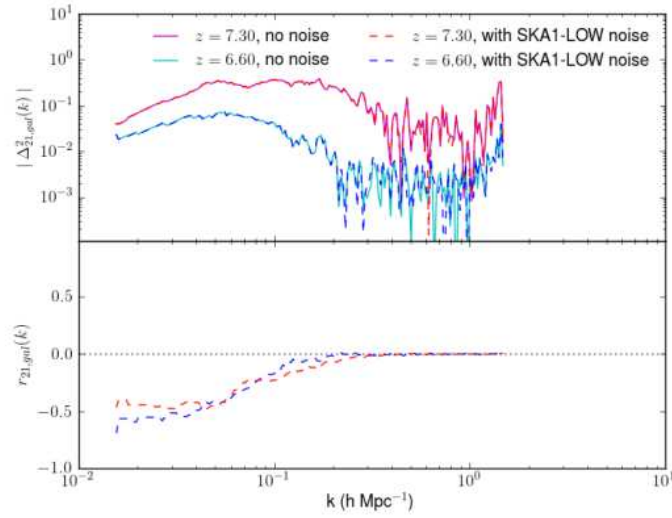


図 3.22: 21 cm 線と銀河の相互相関の無次元化されたパワースペクトル（上パネル）とその相関係数（下パネル）。ここで相関係数 r は、銀河と 21 cm 線の無次元パワースペクトル、 $\Delta^2(k)_{\text{halo}}$ と $\Delta^2(k)_{21}$ を用いて、 $r = \Delta^2(k)_{21,\text{halo}} / \Delta^2(k)_{\text{halo}} \Delta^2(k)_{21}$ 。

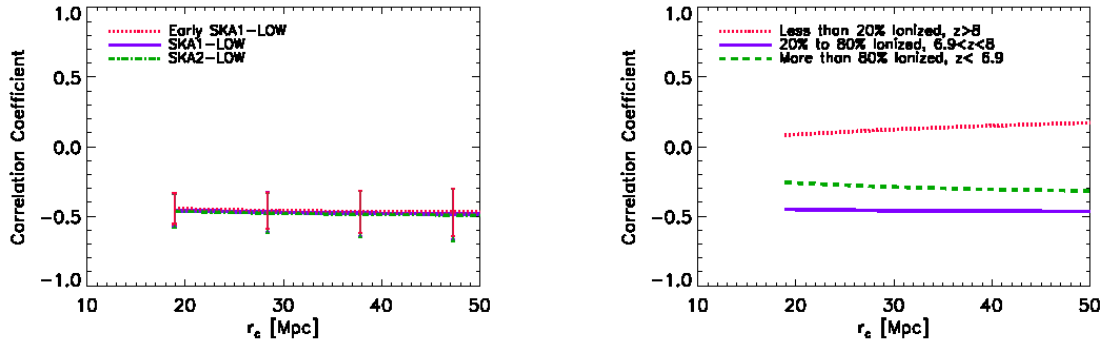


図 3.23: 近赤外と 21 cm 相互相関係数への SKA の感度（左パネル）とイオン化率（赤方偏移）依存性（右パネル）。

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 [67] 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

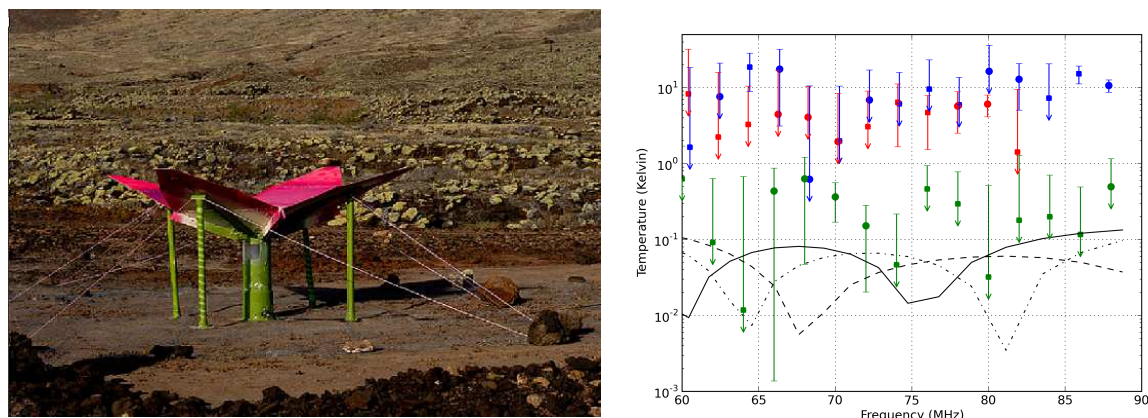


図 3.24: Sonda Cosmologica de las Islas para la Deteccion de Hidrogeno Neutro (SCI-HI) による観測例 [130]。

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 [34]。

[34] 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 3.23 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 3.23 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。

3.2.11 平均シグナル

赤方偏移した 21cm 線を全天に互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 [130]。図 (3.24) の緑色によるデータが Global Sky Model [147] 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 [130]。

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 ($\geq 100\lambda$) 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。

3.3 日本が狙うサイエンス

宇宙の再電離がどのようにして起こったか、という問題は理論的にも観測的にも未だ明らかにされていない研究テーマである。観測的には、今後 Square Kilometre Array (SKA) に代表される大型の低周波電波干渉計により、遠方宇宙での中性水素 21 cm 線観測が大きく進展することが期待されている。そこで SKA-JP 再電離班では、得られる膨大な観測データから宇宙再電離期に起きた現象を理解するために、観測データとの比較に耐える理論モデルの構築および観測的予言を行う。また、遠方宇宙の情報を得るためには前景放射、とくに系外のコンパクトな電波源や系内のシンクロトロン放射が問題になると指摘されていることから、既存の観測装置を用いて、これらの除去・回避について実証的に研究する。

すなわち、宇宙再電離期の情報を十分に活用できるようにするため、SKA-JP 再電離班では以下の二つを活動の柱とする。

- (1) 速く正確な理論モデル計算を行う計算コードの開発
- (2) 低周波領域の前景放射のモデル化と除去方法の構築

以下では、まず既存の計算コード 21cmFAST の詳細を記し、その問題点を指摘したのち、SKA-JP の戦略を記述する。

3.3.1 既存の計算手法（21cmFAST を例にして）

現在利用可能な宇宙再電離期の準解析的な計算コードは SimFast21([106]) や 21cmFAST([85]) がある。これらの計算コードはイオン化や密度進化等を様々な近似を用いて計算し、複雑な宇宙再電離期の様子を再現しようとするものである。

21cmFAST は 21cm 線輝度温度の三次元マップを計算する事ができる。21cmFAST のコード内で 21cm 線の輝度温度は (3.1) 式で計算される。

$$\begin{aligned}\delta T_b(\nu) &= \frac{T_s - T_\gamma}{1+z} (1 - e^{-\tau_{\nu 0}}) \\ &\approx 27 x_{\text{HI}} (1 + \delta_m) \left(\frac{H}{dv_r/dr + H} \right) \left(1 - \frac{T_\gamma}{T_s} \right) \left(\frac{1+z}{10} \frac{0.15}{\Omega_m h^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.023} \right) [\text{mK}] \quad (3.21)\end{aligned}$$

バリオンの密度揺らぎ δ_m 、中性率 x_{HI} 、スピン温度 T_s 、速度勾配 dv_r/dr である。まず、これら 4 つの量が 3 次元のマップとして計算され、それらを用いて輝度温度のマップを計算する。以下ではまず、21cmFAST でこれらの量をどのように計算しているかまとめる。

まず、密度場について。密度場の計算はゼルドビッチ近似を用いて行われる。密度の情報は 3 次元のマップのセルごとに与えられる。この密度場の情報をもとに残りの 3 つの量は計算される。得られた密度場のマップから、イオン化率 x_{HII} の計算を行う。中性率は $x_{\text{HI}} = 1 - x_{\text{HII}}$ である。21cmFAST で用いられているイオン化の判定の式は各点 x と各赤方偏移 z において次のように書ける。

$$f_{\text{coll}}(x, z, R) \geq \zeta^{-1} \quad (3.22)$$

ζ はイオン化効率と言って、銀河が周囲の物質をイオン化する効率を表す。イオン化の判定ではまず、あるセルの周囲に半径 R の球を考える。この R はイオン化光子の平均自由行程に対応し、21cmFAST ではパラメータとして定数で与えられる。この球中の崩壊比 f_{coll} を計算して上式に当てはめる。 f_{coll} は球全体の質量密度と、球中で十分に崩壊した質量密度の総和との比である。条件を満たしているなら、そのセルにはイオン化するのに十分な量の光子が存在するとしてイオン化したとみなし、中性率を 0 とする。条件を満たしていない場合、球の半径を縮めて同様の操作を行う。条件を満たすまで繰り返し、最小の R (lgrid の大きさ) まで条件が満たされなかった場合、そのセルのイオン化率は ζf_{coll} とする。この操作を全セルに対して行う。

スピン温度は再電離以前の輝度温度で特に重要になる。また、21cmFAST の計算の中で最も複雑で時間のかかる部分である。スピン温度の計算は (3.2) 式で行われる。

$$T_S^{-1} = \frac{T_\gamma^{-1} + x_\alpha T_\alpha^{-1} + x_c T_K^{-1}}{1 + x_c + x_\alpha}$$

T_γ は CMB 温度、 T_K はガス温度である。 T_α は Lyman- α 色温度であるが、 $T_\alpha = T_K$ という近似を用いるので実際にはガス温度を計算する。 x_c は衝突係数である。計算式は

$$x_c = \frac{0.0628K}{A_{10}T_\gamma} [n_{\text{HI}}\kappa_{1-0}^{\text{HH}}(T_K) + n_e\kappa_{1-0}^{\text{eH}}(T_K) + n_p\kappa_{1-0}^{\text{pH}}(T_K)] \quad (3.23)$$

となる。 A_{10} は自然放射係数である。添字は (HI, e, p)=(中性水素, 電子, 陽子) を表している。 n_i はそれぞれの数密度である。 κ はガス温度に依存する衝突効率であり、対応する数値が用意されている。ガス温度の計算は次の式を用いる。

$$\frac{dT_K(\mathbf{x}, z')}{dz'} = \frac{2}{3k_B(1+x_e)} \frac{dt}{dz'} \sum_p \epsilon_p + \frac{2T_K}{1+z'} + \frac{2T_K}{3} \frac{dD(z')/dz'}{D(z)/\delta_{nl}(\mathbf{x}, z) + Dz'} - \frac{T_K}{1+x_e} \frac{dx_e}{dz'} \quad (3.24)$$

となる。式 (3.24) の第一項は様々なプロセスの加熱の効果で ϵ_p はある過程 (p) での加熱率を表す。第二項はハッブル膨張の効果、第三項は構造形成に伴う断熱的な加熱と冷却の効果、第四項はイ

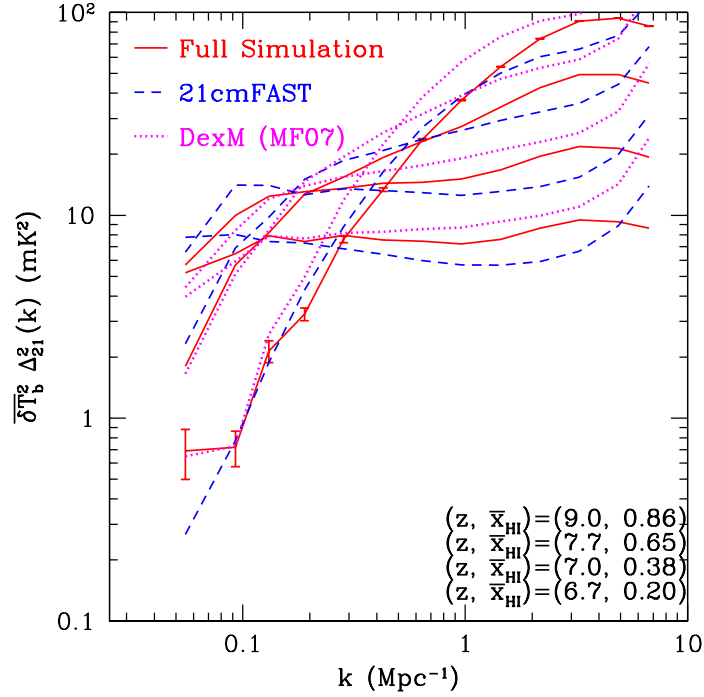


図 3.25: シミュレーション結果（赤線）、21cmFAST の結果（青色）、DeXM(21cmFAST の前身) の結果（マゼンタ）

オン化によるガス粒子数の変化を表す。加熱のプロセスはコンプトン散乱と X 線放射を考慮する。X 線放射による加熱の計算はマップの各セルごとに行われる。具体的には、セルを中心に球殻を考える。その球殻中で f_{coll} を計算し、考えているセルに到達する X 線の放射光子の量を見積もる。この際、十分遠方からの X 線放射の寄与を見積もるため、赤方偏移 z に関する積分で計算される。 x_α は Lyman- α 項光子との衝突係数であり、次のように書ける。

$$x_\alpha = 1.7 \times 10^{11} (1+z)^{-1} S_\alpha J_\alpha \quad (3.25)$$

ここで S_α は原子物理を考慮した修正係数、 J_α は Lyman- α の背景放射である。Lyman- α の背景放射は 2 つの寄与を計算する。一つは X 線によって励起させられた HI からの放射で、X 線による加熱と同様に球殻からセルへの寄与を計算する。もう一つは星から放射された Lyman-n 光子が Lyman- α にカスケードする効果である。こちらも球殻からの寄与を考える。また、速度勾配については各セルの密度場と線形成長因子 $D(z)$ の時間微分を用いて次の式で計算される。ただし、この項に関してはフーリエ空間 \mathbf{k} で計算している。

$$\frac{dv_r}{dr}(\mathbf{k}, z) \approx -\frac{k_r^2}{k^2} \dot{D}(z) \delta_{nl}(\mathbf{k}) \quad (3.26)$$

最後に、得られた四つのマップからセルごとに輝度温度を計算する。さらに、得られた輝度温度のマップを用いてパワースペクトルを計算する。実際に 21cmFAST によって計算されたパワースペクトルとシミュレーションの結果を比較したのが図 3.25 である。以上が 21cmFAST で行われる計算の概略である。

3.3.2 問題点

上で述べたように、21cmFAST では計算コストを減らすために、密度場の計算やスピン温度の計算に近似が用いられている。21cmFAST の計算における問題点は主にその近似が原因である。以下では21cmFAST の近似の問題点や、考慮されていない重要な物理に関して10項目にまとめる。

- 21cmFAST では、イオン化率や速度勾配の計算は密度場をもとに行われる。しかし計算に用いられているゼルドビッチ近似は大スケールの近似としてよく用いられるが、小スケール ($k > 1$) の計算ではシミュレーション結果とのズレが大きくなる。→ N 体計算の結果を組み込めばいい？
- 密度場は重力の効果のみで計算されており、ダークマターの密度分布を計算している事になっている。本来ならダークマターとバリオンの密度分布の間の関係を考慮しなくてはならない。→ 相対速度の効果も取り入れられる？
- 密度場から個々の放射源を同定せず、プレスシェヒター理論を用いて物質の密度から球中で総和の光子の放射量を計算している。
- 使えるパラメータの数が少なく、また、本来なら赤方偏移や空間依存性を持つパラメータが定数として扱われている。
- イオン化判定の ζ は本来次のように表される。

$$\zeta = \frac{N f_* f_{\text{esc}}}{1 + \bar{n}_{\text{rec}}} \quad (3.27)$$

ここで、 N はバリオン当たりのイオン化光子の数、 f_{esc} はイオン化光子が銀河から IGM に抜け出す割合、 f_* は銀河のガスの中で、星になっているバリオンの割合である。21cmFAST ではこの ζ は一定値となっているが、式を見ると分かるように脱出光子率や再結合率 n_* などに関係しているので場所によってその値は変化するはずである。

- イオン化を判定する際、はじめに半径 R の球を考えるが、この R は21cmFAST では一定値となっている。 R はイオン化光子の平均自由行程なので本来なら中性水素の密度などに依存させる必要がある。
- クランピングファクターもパラメータとして一定になっているが、この値は z によって変化する上に、密度の濃い所とそうでないところで値が異なる事が知られている。密度の濃いところでは再結合によってイオン化されていた H_{II} が H_{I} に戻る。そのため、その場所を完全にイオン化するには中性水素の数以上のイオン化光子が必要になる、という効果を取り入れる必要がある。
- 星からの放射 (フィードバック) によって構造形成が抑制される効果が考慮されていない。
- 21cmFAST ではイオン化は基本的に UV で行われる。X 線のように平均自由行程の大きい光子によるイオン化は UV でイオン化しきれていなかったところにのみ作用するとされている。
- これだけ近似しても計算時間が10時間を超える。(ただし $z = 5.6 - 35, 80$ 赤方偏移, 200/300 [Mpc/grids] での計算を8スレッドによる並列計算を行った場合。) 計算時間の比率はだいたい、スピン温度の計算に7割、その他の計算で3割程度である。

3.3.3 SKA-JP 再電離期の戦略

(1) 日本版 21 cmFAST コードの構築

観測データから初代天体・銀河の形成に関する情報を得るためには、比較に耐える精度をもつ理論モデルの構築が不可欠である。特に中性水素からのシグナルを推定するには、暗黒物質とガスの重力不安定性による成長に加え、初代天体・銀河の形成とそこから放たれる X 線・紫外線によるガスの加熱・再電離を計算しなければならない。

SKA によって再電離期における中性水素 21 cm 線が観測できれば、再電離の時期、発展の仕方、電離光子源などこれまで未解明であった情報を得る事ができる。また、再電離期は、他波長の次世代観測機器のターゲットとなっている時期であり、他波長の観測結果からくる制限を用いれば、再電離に関する理解は飛躍的に進むと期待できる。しかし、3.2.11 や国際サイエンスブックの紹介の部分でもあるように、これまでの研究は、放射源天体や銀河間物質のモデリングに関して不定性が大きく、現状のままでは詳細な理論予測は困難である。

この節では、国際サイエンスブック紹介の章ですでに触れた世界で行われている再電離の計算手法(3.2.2)をもう一度簡単に紹介し、その後 SKA-JP 独自のアプローチおよびそれによって改善される点を記す。

これまで、宇宙再電離の理論的研究は主に準解析・準数値的計算、および数値シミュレーションによって行われてきた。1-zone の準解析的手法では、Press-Schechter formalism 等を用いて各赤方偏移ごとの DM ハロー質量関数を導出し、そこに様々な Baryonic Physics を仮定する事で、宇宙の平均的な熱・電離進化史を計算する。この手法は、少ない計算量で宇宙の大局的な進化を調べる事はできるが、21 cm のパワースペクトルなどの空間的情報が必要となる量は予測できない。これを改良したのが、21cmFAST 等を用いた、準数値的なアプローチである。このアプローチは、比較的安価な計算コストで電離構造を計算する事が可能であり、SKA による観測との直接的比較が可能となるような数 100Mpc-1Gpc (comoving) の計算領域をとる事も可能である。また、計算コストの少なから大きなパラメータ空間をとれる等の利点がある。しかし、様々な問題もある(3.2.11)。

一方で、数値シミュレーションによるアプローチでは、電離光子の輸送過程を解く事で銀河間空間の中性水素分布を求める。この輻射輸送計算は、準数値的アプローチに比べて高い計算コストが要求されるが、非一様密度場での中性水素分布・温度分布を精度よく求める事ができるという利点がある。このような計算は、2000 年代に入り計算機性能の向上、計算アルゴリズムの発達により可能となり、宇宙論的流体・ N 体計算によって物質分布を計算した後にポスト処理によって中性水素分布・温度分布を計算するのが現在の主流となっている。

以上が世界的に行われてきた再電離研究の主なアプローチであるが、このようなアプローチでは、電離光子源となる銀河モデルおよび空間的に分解できていない銀河間物質非一様性のモデルの不定性が大きい。これらは、再電離期の中性水素分布の決定に支配的な要素であるが、X 線・紫外線による影響を受け、非常に複雑な進化を示す事が期待される。これらを計算するためには、輻射輸送とその影響下での流体の振る舞いを矛盾なく解きあげる宇宙論的輻射流体力学計算が必要となる。このような輻射流体計算は、非常に膨大な計算コストの為長らく実現が困難であったが、2010 年以降徐々に増えつつある。しかし、世界的にも実現例はまだ少数であり、計算領域も数 Mpc-数 10Mpc (comoving) と SKA 観測との直接比較には小さすぎるのが現状であり、数 100Mpc 以上のスケールでの輻射流体計算の実現は非常に困難である。この為、既存のモデルの不定性を緩和する現実的な解決策は、輻射流体力学計算による結果をモデル化して、大規模の準数値的手法等に組み込む事であろう。

SKA-JP は、世界に先駆けて宇宙論的輻射流体計算を実行した経験を強みとし [55]、これを利用したサイエンスを行う。我々は、輻射流体力学による結果を解析して信頼性の高いモデルを作成し、これを組み込むことで、より高速かつ正確に宇宙論的大スケールでの再電離期の 21 cm シグナル予測しうる新たな準数値的シミュレーションコードを開発を行う。具体的には以下のような改良を施す。

- 初代星初期質量関数のモデル化

宇宙再電離は、宇宙で最初に形成される星の初代星からの紫外線によって始まると期待されるが、初代星がどの程度再電離に寄与するかは、初代星の質量・形成率に依存する。初代星の宇宙論的形成率は、初代星形成によって急速に発達する水素分子解離輻射場の強度に依存する。この際、初代星から放射される電離光子と解離光子の比は初代星の質量に依存する為、正確な電離進化の計算には、初代星質量関数の情報が必須となる。初代星の質量関数に関する理論的研究では日本が世界をリードしており [56, 117]、これを用いる事で日本の理論研究の特色が出せる。

- 輻射流体計算結果の解析によるサブグリッドモデルの作成

紫外線光子の脱出割合の環境・時刻依存性の導入：再電離期の主たる電離光子源として期待される銀河からの電離光子供給量は、銀河内の電離光子生成率および生成された電離光子の脱出割合によって決定される。再電離期の電離領域のサイズ分布は、電離光子源の空間分布(クラスタリング) およびそれぞれの光子源から銀河間空間への電離光子供給量が重要な為、再電離期中性水素 21 cm シグナルの正確な予測には、銀河の詳細なモデリングが必須となる。電離光子生成率・電離光子脱出割合は、星からの紫外線や超新星爆発によるフィードバック、ダストによる分子形成促進・紫外線吸収、宇宙論的なハローへのガス降着史や紫外線背景放射の強度などの絡みあった非常に複雑な過程に依存する。今回のアプローチでは高分解能の輻射流体計算によって銀河の電離光子生成率・電離光子脱出割合のハロー質量、時刻、環境依存性を明らかにし、これをテーブル化あるいは関数化して準数値的手法に組み込む。

銀河間物質の非一様性の環境・時刻依存性の導入：銀河間物質中での電離進化は、その場所での再結合率に依存する。再結合率は密度の自乗に比例する為、電離ガスのクランピングファクター、 $C_{\text{HII}} \equiv \langle n_{\text{HII}}^2 \rangle / \langle n_{\text{HII}} \rangle^2$ が重要となる。通常の準数値的計算やポスト処理的な輻射輸送シミュレーションでは、小スケールの銀河間物質が分解できていない上、光加熱によって C_{HII} が小さくなる効果 (e.g., [98]) が考慮できていない。サブグリッドモデルとして C_{HII} を用いる事で再結合率に補正を入れる場合もあるが、 C_{HII} の空間的非一様性が考慮されておらず得られる電離構造が正確ではない。今回の我々のアプローチでは高分解能の輻射流体計算結果から、密度と電離度の関数として C_{HII} をテーブル化もしくは関数化して用いる事で、紫外線によるフィードバックおよび空間的非一様性を考慮した C_{HII} を想定できる。

- N 体計算、または高次摂動計算による重力場の精密化

通常の準数値的手法で用いられるゼルドビッチ近似では、小スケール構造での精度が不足する。また、通常数 100kpc の空間分解能での計算であるため、各場所に含まれるハローの個数・質量関数の情報が欠落する。3.2.2 節でも触れたように、ハロー情報の欠落は、再電離史の計算に大きな誤差を与える。これらの問題を回避するため、現状 2 つの案と想定してい

る。ひとつはより高次の摂動論を用いて密度場生成を行う方法である。この場合、小スケールでのブレは緩和されると思われるが、環境ごとのハロー情報は欠落したままであるため、局所的な密度の関数としてハローの質量関数および上記の銀河モデルを組み込む。もう一つのアプローチは、 N 体計算を一度しておき、各時期におけるハロー分布、密度分布を保存しておく手法である。この場合、準数値的計算を行うたびに N 体計算をする必要こそないが、計算領域を広げた計算を行う場合、大規模な N 体計算が必要となる。

- relative velocity effect (初期宇宙での音響振動によりダークマターと通常物質の速度場のずれ) によるハロー形成の抑制効果を導入

[126] によって指摘された、relative velocity effect は小スケールの密度揺らぎの上、晴れ上がり以前の大スケールの音響振動によるバリオン流が乗るという状況である。統計的な観測量に対する影響のみに着目する場合には、relative velocity effect による構造形成の抑制の効果の大きさを球対称崩壊モデルを拡張することにより見積り、Press-Schechter 型の理論に取り入れることにより表現することができるはずである。⁶ 正確にとりこむためには、大スケールのシミュレーションボックスを用意した中でダークマターとバリオンの二流体計算を、(ダークマターとバリオンの運動のずれを考慮した) 適切な初期条件のもとで解く必要がある。この計算を実行し、影響の大きさを見積もる。現在名古屋大学の浅羽氏を中心に近似的球対称崩壊モデルを用いて半解析的なモデリングへ向けた研究が進んでいる。

(2) 低周波領域の前景放射のモデル化と除去方法の構築 宇宙再電離期からのシグナルに対し、系内・外からの電波放射が強烈な前景となるため、これを取り除く必要が生じる。私たちは一昨年から、再電離期の観測装置として最高性能をもつオランダ Low Frequency Array (LOFAR) グループとの共同研究を始めており、AGN などのコンパクト電波源、および系内のシンクロトロン放射が問題となることを明らかにしている (Kumazaki et al., submitted)。とくに、これら前景放射が再電離期のシグナルに対してどの程度ノイズとなるかについて、シミュレーションによる評価研究を行ってきた実績がある。名古屋大学ではこれまで日本学術振興会補助金「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」経費により、若手3名をオランダ LOFAR グループへ派遣し、共同研究を進めてきた。そこで、この人材交流の実績を活用し、LOFAR の観測データを用いた観測的な研究を行う。実際のデータを用いることで低周波電波解析の技術を取得するとともに、最大限の情報をデータから得るための必要な処理、とくに前景放射の差し引きについて、理論的な研究を進める。このモデル化には、銀河系を一つの銀河にとらえる立場から銀河進化の知見が直接応用できるだろう。

ここでは特に、これまでシミュレーションを用いた研究において適切な評価がなされていなかった、地球電離層の効果を考慮したより現実的な前景放射モデルを構築する。このモデルに対し、様々な手法による前景放射除去法を適用しその性能を徹底的に比較しつつ、高赤方偏移した 21 cm 線観測に特化した前景放射除去法を開発する。これまでに CMB の前景放射についての研究 [58]、赤外線背景輻射についての研究 [75, 118, 119, 120] 実績があるので、これらの研究を応用する。

⁶ 低質量ハロー形成への影響はこれまで研究がなされてきたが、フィラメントやより低密度の場所における影響 (IGM clumping factor への影響、ガス温度への影響) はないか? についても調べる必要がある (長谷川)。

参考文献

- [1] Abel, T., Brayn, G. L., Normna, M. L., 2002, *Science*, 295, 93
- [2] Adshead, P. J., & Furlanetto, S. R. 2008, *MNRAS*, 384, 291
- [3] Adshead, P., Easther, R., Pritchard, J., & Loeb, A. 2011, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2, 021
- [4] Aghanim, N., Majumdar, S., & Silk, J. 2008, *Reports on Progress in Physics*, 71, 066902
- [5] Ahn, K., Iliev, I. T., Shapiro, P. R., Mellema, G., Koda, J., Mao, Yi, 2012, *ApJL*, 756, 16
- [6] Ahn, K., Xu, H., Norman, M. L., Alvarez, M. A., Wise, J. H., 2014, eprint arXiv: 1405.2085
- [7] Alvarez M. A., Busha M., Abel T., Wechsler R. H., 2009a, *ApJL*, 703, L167
- [8] Alvarez, M. A., Finlator, Kristian, Trenti, M., 2012, *ApJ*, 759, 38
- [9] Alvarez, M. A., Komatsu, E., Doré, O., & Shapiro, P. R. 2006, *ApJ*, 647, 840
- [10] Alvarez, M. A., Pen, U.-L., & Chang, T.-C. 2010, *ApJ*, 723, L17
- [11] Barger, V., Gao, Y., Mao, Y., & Marfatia, D. 2009, *Physics Letters B*, 673, 173
- [12] Barkana, R., 2009, *MNRAS*, 397, 1454
- [13] Baek, S., Semelin, B., Di Matteo, P., Revaz, Y., Combes, F., 2010, *A&A*, 523, 4
- [14] Benton Metcalf, R., & White, S. D. M. 2006, arXiv:astro-ph/0611862
- [15] Bolton, J. S., et al., 2011, *MNRAS*, 416, L70
- [16] Bolton, J. S., Becker, G. D., Wyithe, J. S. B., Haehnelt, M. G., & Sargent, W. L. W. 2010, *MNRAS*, 406, 612
- [17] Bromm, V., & Loeb, A. 2006, *Apj*, 642, 382
- [18] Bromm, V., & Yoshida, N. 2011, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 49, 373
- [19] Bromm, V., Coppi, P. S., & Larson, R. B. 2002, *ApJ*, 564, 23
- [20] Bromm, V. 2013, *Reports on Progress in Physics*, 76, 112901
- [21] Carilli, C. L., Gnedin, N. Y., & Owen, F. 2002, *ApJ*, 577, 22
- [22] Chen, X., Miralda-Escuda, J., 2008, *ApJ*, 684, 18
- [23] Choudhury T. R., Haehnelt M. G., Regan J., 2009, *MNRAS*, 394, 960
- [24] Ciardi B., Ferrara A., Governato F., Jenkins A., 2000, *MNRAS*, 314, 611
- [25] Cooray, A., Gong, Y., Smidt, J., & Santos, M. G. 2012, *ApJ*, 756, 92
- [26] Cooray, A. 2004, *PRD*, 70, 063509
- [27] Dale, J. E., Ercolano, B., Bonnel, I. A., 2012, *MNRAS*, 424, 377
- [28] Datta, K. K., Friedrich, M. M., Mellema, G., Iliev, I. T., & Shapiro, P. R. 2012, *MNRAS*, 424, 762
- [29] Dillon, J. S., Liu, A., Williams, C. L., et al. 2014, *PRD*, 89, 023002
- [30] Evoli, C., Mesinger, A., & Ferrara, A. 2014, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 11, 024
- [31] Ewall-Wice, A., Dillon, J. S., Mesinger, A., & Hewitt, J. 2014, *MNRAS*, 441, 2476
- [32] Fan, X., Carilli, C. L., & Keating, B. 2006, *A&A*, 44, 415
- [33] Fan, X., Strauss, M. A., Becker, R. H., et al. 2006, *AJ*, 132, 117
- [34] Fernandez, E. R., Zaroubi, S., Iliev, I. T., Mellema, G., & Jelić, V. 2014, *MNRAS*, 440, 298
- [35] Fialkov, A., & Barkana, R. 2014, *MNRAS*, 445, 213
- [36] Friedrich, M. M., Mellema, G., Alvarez, M. A., Shapiro, P. R., & Iliev, I. T. 2011, *MNRAS*, 413, 1353
- [37] Furlanetto, S. R., Lidz, A. 2007, *ApJ* 660, 1030
- [38] Furlanetto, S. R., & Loeb, A. 2002, *ApJ*, 579, 1
- [39] Furlanetto S. R., Zaldarriaga M., Hernquist L., 2004, *ApJ*, 613, 1
- [40] Furlanetto S. R., McQuinn M., Hernquist L., 2006, *MNRAS*, 365, 115
- [41] Furlanetto, S. R., Oh, S. P., & Briggs, F. H. 2006, *Phys. Rep.*, 433, 181
- [42] Furlanetto, S. R. 2006, *MNRAS*, 370, 1867
- [43] Geil, P. M., & Wyithe, J. S. B. 2008, *MNRAS*, 386, 1683
- [44] Geil, P. M., Wyithe, J. S. B., Petrovic, N., Oh, S. P., 2008, *MNRAS*, 390, 1496
- [45] Geil, P. M., Gaensler, B. M., Wyithe, J. S. B., 2011, *MNRAS*, 418, 516
- [46] Gleser, L., Nusser, A., Ciardi, B., & Desjacques, V. 2006, *MNRAS*, 370, 1329
- [47] Gnedin N. Y., Ostriker J. P., 1997, *ApJ*, 486, 581
- [48] Gnedin, N. Y., Kravtsov, A. V., Chen, H.-Wen 2008, *ApJ*, 672, 765
- [49] Greif, T. H., White, S. D. M., Klessen, R. S., Springel, V., 2011, *ApJ*, 736, 147
- [50] 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
- [51] Haardt, F., Madau, P., 2012, *ApJ*, 746, 125
- [52] Haiman, Z., Thoul, A. A., & Loeb, A. 1996, *ApJ*, 464, 523
- [53] Haiman, Z., Abel, T., & Rees, M. J. 2000, *ApJ*, 534, 11
- [54] Harker, G., et al., 2009, *MNRAS*, 397, 1138
- [55] Hasegawa, K., Semelin, B., 2013, *MNRAS*, 428, 154
- [56] Hirano, S., Hosokawa, T., Yoshida, N., et al. 2014, *ApJ*, 781, 60
- [57] Hosokawa, T., Omukai, K., Yoshida, N., & Yorke, H. W. 2011, *Science*, 334, 1250
- [58] Ichiki, K., Kaji, R., Yamamoto, H., Takeuchi, T. T., & Fukui, Y. 2014, *ApJ*, 780, 13
- [59] Iliev I. T., Mellema G., Pen U.-L., Merz H., Shapiro P. R., Alvarez M. A., 2006, *MNRAS*, 369, 1625
- [60] Iliev I. T., Mellema G., Shapiro P. R., Pen U.-L., 2007, *MNRAS*, 376, 534
- [61] Iliev, I. T., et al. 2009, *MNRAS*, 400, 1283
- [62] Iliev I. T., Mellema G., Shapiro P. R., Pen U.-L., Mao Y., Koda J., Ahn K., 2012, *MNRAS*, 423, 2222
- [63] Iliev I. T., Mellema G., Ahn K., Shapiro P. R., Mao Y., Pen U.-L., 2014, *MNRAS*, 439, 725
- [64] Iwata, I., et al. 2009, *ApJ*, 692, 1287
- [65] Jelić, V., Zaroubi, S., Aghanim, N., et al. 2010, *MNRAS*, 402, 2279
- [66] Joudaki, S., Doré, O., Ferramacho, L., Kaplinghat, M., & Santos, M. G. 2011, *Physical Review Letters*, 107, 131304
- [67] Kashlinsky, A. 2005, *Phys. Rep.*, 409, 361
- [68] Kim, H.-S., Wyithe, J. S. B., Raskutti, S., Lacey, C. G., Helly, J. C., 2013, *MNRAS*, 428, 2467
- [69] Kohler, K., Gnedin, N. Y., Miralda-Escude, J., Shaver, P. A., 2005, *ApJ*, 633, 552
- [70] Lidz, A., Zahn, O., Furlanetto, S. R., et al. 2009, *ApJ*, 690, 252
- [71] Mack, K. J., & Wyithe, J. S. B. 2012, *MNRAS*, 425, 2988
- [72] Maio, U., Koopmans, L. V. E., & Ciardi, B. 2011, *MNRAS*, 412, L40
- [73] Majumdar S., Mellema G., Datta K. K., Jensen H., Choudhury T. R., Bharadwaj S., Friedrich M. M., 2014, *MNRAS*, 443, 2843
- [74] Mao, Y., Tegmark, M., McQuinn, M., Zaldarriaga, M., & Zahn, O. 2008, *Phys. Rev. D*, 78, 023529
- [75] Matsuura, S., Shirahata, M., Kawada, M., et al. 2011, *ApJ*, 737, 2
- [76] McQuinn, M., O’Leary R. M., 2012, *ApJ*, 760, 3
- [77] McQuinn M., Lidz A., Zahn O., Dutta S., Hernquist L., Zaldarriaga M., 2007, *MNRAS*, 377, 1043
- [78] McQuinn, M., Zahn, O., Zaldarriaga, M., Hernquist, L., & Furlanetto, S. R. 2006, *ApJ*, 653, 815
- [79] McQuinn, M. 2012, *MNRAS*, 426, 1349
- [80] Mellema, G., Koopmans, L. V. E., Abdalla, F. A., et al. 2013, *Experimental Astronomy*, 36, 235
- [81] Mesinger A., Furlanetto S., 2007, *ApJ*, 669, 663
- [82] Mesinger A., Furlanetto S., Cen R., 2011, *MNRAS*, 411, 955
- [83] Mesinger, A., Ferrara, A., Spiegel, D. S., 2013, *MNRAS*, 431, 621
- [84] Mesinger, A., Bryan, G. L., & Haiman, Z. 2006, *ApJ*, 648, 835
- [85] Mesinger, A., Furlanetto, S., & Cen, R. 2011, *MNRAS*, 411, 955
- [86] Mesinger, A., Ewall-Wice, A., & Hewitt, J. 2014, *MNRAS*, 439, 3262
- [87] Mitra, S., Choudhury, T. R., Ferrara, A., 2012, *MNRAS*, 419, 1480
- [88] Mortlock, D. J., Warren, S. J., Venemans, B. P., et al. 2011, *Nature*, 474, 616
- [89] Naoz, S., Yoshida, N., Gnedin, N.Y., 2013, *ApJ*, 748:128
- [90] Naoz, S., Yoshida, N., Gnedin, N.Y., 2013, *ApJ*, 763:27
- [91] O’Shea, B. W., Heger, A., 2008, *AIP Conference Proceedings*, 990
- [92] Oesch, P. A., Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., et al. 2013, *ApJ*, 773, 75
- [93] Ono, Y., Ouchi, M., Shimasaku, K., Dunlop, J., Farrahm D., McLure, R., & Okamura, S., 2010, *ApJ*, 724, 1524
- [94] Ouchi, M., Shimasaku, K., Furusawa, H., et al. 2010, *ApJ*, 723, 869
- [95] Paardekooper, J.-P., Khochfar, S., Dalla, V. C., 2013, *MNRAS*, 429, 94
- [96] Paciga, G., Albert, J. G., Bandura, K., et al. 2013, *MNRAS*, 433, 639
- [97] Parsons, A. R., Liu, A., Aguirre, J. E., et al. 2014, *ApJ*, 788, 106
- [98] Pawlik, A. H., Schaye, J., van Scherpenzeel, E., 2008, *MNRAS*, 394, 1812
- [99] Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2013, *arXiv:1303.5081*
- [100] Pritchard, J. R., & Pierpaoli, E. 2008, *Phys. Rev. D*, 78, 065009
- [101] Razoumov, A. O., Sommer-Larsen, J., 2010, *ApJ*, 710, 1239
- [102] Ricotti M., Gnedin N. Y., Shull J. M., 2002, *ApJ*, 575, 33
- [103] Ricotti, M., Gnedin, N. Y., & Shull, J. M. 2001, *ApJ*, 560, 580
- [104] Salvaterra, R., Ciardi, B., Ferrara, A., & Baccigalupi, C. 2005, *MNRAS*, 360, 1063
- [105] Santos M. G., Ferramacho L., Silva M. B., Amblard A., Cooray A., 2010, *MNRAS*, 406, 2421
- [106] Santos, M., Ferramacho, L., Silva, M., Amblard, A., & Cooray, A. 2010, *Astrophysics Source Code Library*, 1010.025
- [107] Shiraishi, M., Tashiro, H., & Ichiki, K. 2014, *Phys. Rev. D*, 89, 103522
- [108] Sitwell, M., Mesinger, A., Ma, Y.-Z., & Sigurdson, K. 2014, *MNRAS*, 438, 2664
- [109] Slosar, A., Cooray, A., & Silk, J. I. 2007, *MNRAS*,

- 377, 168
- [110] Sobacchi E., Mesinger A., 2013, MNRAS, 432, 3340
 - [111] Sobacchi E., Mesinger A., 2014, MNRAS, 440, 1662
 - [112] Sobacchi, E., Mesinger, A., 2014, MNRAS, 440, 1662
 - [113] Spitzer, L., 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium*, published by John Wiley & Sons, Inc.
 - [114] Stacy, A., Greif, T. H., Bromm, V., 2010, MNRAS, 403, 45
 - [115] Stacy, A., Bromm, V., Loeb, A., 2011, ApJ, 730, 1
 - [116] Steidel, C. C., Pettini, M., Adelberger, K. L., 2001, ApJ, 546, 665
 - [117] Susa, H., Hasegawa, K., Tominaga, N., 2014, ApJ, 792, 32
 - [118] Takeuchi, T. T., Ishii, T. T., Hirashita, H., et al. 2001, PASJ, 53, 37
 - [119] Takeuchi, T. T., Kawabe, R., Kohno, K., et al. 2001, PASP, 113, 586
 - [120] Takeuchi, T. T., & Ishii, T. T. 2004, ApJ, 604, 40
 - [121] Tanvir, N. R., Fox, D. B., Levan, A. J., et al. 2009, Nature, 461, 1254
 - [122] Tashiro, H., Aghanim, N., Langer, M., et al. 2010, MNRAS, 402, 2617
 - [123] Tashiro, H., Aghanim, N., Langer, M., et al. 2011, MNRAS, 414, 3424
 - [124] Thoul, A. A., Weinberg, D. D., 1996, ApJ, 465, 608
 - [125] Totani, T., Kawai, N., Kosugi, G., et al. 2006, PASJ, 58, 485
 - [126] Tseliakhovich, D., Hirata, C., 2010, Phys. Rev. D. 82, 083520
 - [127] Turk, M. J., Abel, T., O'shea, B., 2009, Science, 25, 601
 - [128] Umemura, M., Susa, H., Hasegawa, K., Suwa, T., Semelin, B., 2012, *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 01A306
 - [129] Valdes, M., Ciardi, B., Ferrara, A., Johnston-Hollitt, M., Rottgering, H., 2006, MNRAS 369, L66
 - [130] Voytek, T. C., Natarajan, A., Jáuregui García, J. M., Peterson, J. B., & López-Cruz, O. 2014, ApJ, 782, L9
 - [131] Wiersma, R. P. C., Ciardi, B., Thomas, R. M., et al. 2013, MNRAS, 432, 2615
 - [132] Wise, J. H., Cen, R., 2009, ApJ, 693, 984
 - [133] Wise, J. H., Abel, T., Turk, M. J., Norma, M. L., Smith, B. D., 2012, MNRAS, 427, 311
 - [134] Wise, J. H., Demchenko, V. G., Halicek, M. T., Norman, M. L., Turk, M. J., Abel, T., Smith, B. D., 2014, MNRAS, 442, 2560
 - [135] Wyithe, J. S. B., Loeb, A. 2004, Nature, 427, 815
 - [136] Wyithe, J. S. B., Loeb, A. 2007, MNRAS 375, 1034
 - [137] Wyithe, J. S. B., Loeb, A., & Barnes, D. G. 2005, ApJ, 634, 715
 - [138] Xu, Y., Chen, X., Fan, Z., Trac, H., & Cen, R. 2009, ApJ, 704, 1396
 - [139] Yajima, H., Choi, J.-H., Nagamine, K., 2011, MNRAS, 412, 411
 - [140] Yoshida, N., Omukai, K., Hernquist, L., & Abel, T. 2006, ApJ, 652, 6
 - [141] Zahn, O., & Zaldarriaga, M. 2006, ApJ, 653, 922
 - [142] Zahn O., Zaldarriaga M., Hernquist L., McQuinn M., 2005, ApJ, 630, 657
 - [143] Zahn O., Lidz A., McQuinn M., Dutta S., Hernquist L., Zaldarriaga M., Furlanetto S. R., 2007, ApJ, 654, 12
 - [144] Zahn O., Mesinger A., McQuinn M., Trac H., Cen R., Hernquist L. E., 2011, MNRAS, 414, 727
 - [145] Zaroubi, S., Thomas, R. M., Sugiyama, N., & Silk, J. 2007, MNRAS, 375, 1269
 - [146] Zel'dovich, Y. B., & Sunyaev, R. A. 1969, *Astrophys. Space Sci.*, 4, 301
 - [147] de Oliveira-Costa, A., Tegmark, M., Gaensler, B. M., et al. 2008, MNRAS, 388, 247
 - [148] van Haarlem, M. P., Wise, M. W., Gunst, A. W., et al. 2013, A&A, 556, AA2