

高赤方偏移クェーサーが 21cm 線パワースペクトルに与える影響

前田 康太郎 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

宇宙はビッグバンから現在までの間に再結合と再イオン化という 2 回の相転移を経験してきたことが観測的事実として知られている。再結合期の物理に関しては宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) などの観測により理解が進んでいるが、再イオン化期の物理については観測的に確かめられるに至っておらず、多くの観測計画によって今後明らかになることが期待されている。

再イオン化期の情報を得る手段として、21cm 線 [1] の観測がある。21cm 線とは、再イオン化期以前の宇宙に大量に存在した中性水素原子が持つ超微細構造のエネルギー準位間の遷移に伴って放出される光である。その 21cm 線観測の手法は主にふたつあり、ひとつは、中性水素ガスから放射される 21cm 線と CMB の強度差である輝度温度の観測、もうひとつは、クェーサーなどの電波で明るい高赤方偏移天体からの放射光が中性水素ガスを通る際に現れる吸収線 (21cm forest) の観測である。

21cm forest の観測は高赤方偏移にある強い電波源の分布に大きく依存している。理論的には、赤方偏移 $z \sim 10$ 以前で 900 deg^2 に数百個程度存在することが示唆されているが、これらの電波源の検出には次世代観測機器でも 1 年もの期間を要すると推定されており、先行研究 [2] では電波源分布に関して赤方偏移 $z \sim 4$ 以下までしか観測的制限が得られていないのが現状である。そのため、高赤方偏移の電波源を効率よく観測するためには、より多くの高赤方偏移の電波源が存在するであろう領域を特定することが望まれる。

今回の発表では、高赤方偏移天体分布が輝度温度のパワースペクトルに与える影響を準解析的・数値的に考察し、直近の観測計画によって高赤方偏移天体分布を探った論文 [3] をレビューする。

1 Theoretical Background

と定義する。ここで

1.1 Notation

$$\Delta A = A - \langle A \rangle \quad (4)$$

ここでは、レビュー論文で用いられている表記について述べる。フーリエ変換の表式を次で与える。

$$\tilde{f}(\mathbf{k}) = \int d^3x e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} f(\mathbf{x}) \quad (1)$$

である。また、視線方向に沿った共動長さ L の円柱における物理量 A のパワースペクトルは

$$P_A^{\text{LoS}}(k_z) = \frac{1}{L} \int dz dz' \Delta A(z) \Delta A(z') e^{ik_z(z-z')} \quad (5)$$

また円柱座標を用いて、視線方向、すなわち赤方偏移方向の成分を $k_{\parallel} \equiv |k_z|$ とし、これに垂直な成分を $k_{\perp} \equiv \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ とする。物理量 A の共動体積 V におけるパワースペクトルは

と定義する。無次元量のパワースペクトルは

$$\Delta^2(k) \equiv \frac{k^3}{2\pi^2} P(k) \quad (6)$$

と定義する。

と定義する。また共動体積 V における物理量 A と B に関する相互パワースペクトルは

$$P_{A,B} = \frac{1}{V} \langle \widetilde{\Delta A} \widetilde{\Delta B}^* \rangle \quad (3)$$

1.2 The Forest's Modification

ここでは、背景天体が 21cm 線のパワースペクトルに与える影響について考察する。ある赤方偏移 z

における天空の温度は、スピン温度 T_s 、CMB の温度 T_{CMB} 、前景放射の温度 T_{fg} を用いて

$$T_{\text{sky}} = \frac{T_s}{1+z}(1 - e^{-\tau_{21}}) + \frac{T_{\text{CMB}}}{1+z} e^{-\tau_{21}} + T_{\text{fg}} \quad (7)$$

と表される。 τ_{21} は高赤方偏移中性水素雲の光学的厚さであり、

$$\tau_{21} \approx 0.0092(1+\delta)(1+z)^{3/2} \frac{x_{\text{HI}}}{T_s} \left[\frac{H(z)/(1+z)}{dv_{\parallel}/dr_{\parallel}} \right] \quad (8)$$

と表される。

スピン温度 T_s は、中性水素の基底状態における超微細構造間のスピン遷移が起きる温度で、以下のよう
に定義される。

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{g_1}{g_0} \exp\left(-\frac{h\nu_{21}}{k_B T_s}\right) \quad (9)$$

ここで 0 は陽子と電子のスピンが反平行状態、1 は陽子と電子のスピンが平行状態を表していて、 n が各状態の状態数、 g が各状態の縮退数を表している。

実際に我々が観測する温度は T_{sky} と T_{CMB} の差であり、これを“Differential Brightness Temperature” δT_b と呼ぶ。なお、前景放射に関してはその影響を無視できる領域のみを考えるとすると、 δT_b には含まずに

$$\delta T_b = \frac{T_s - T_{\text{CMB}}}{(1+z)}(1 - e^{-\tau_{21}}) \approx \frac{T_s - T_{\text{CMB}}}{1+z} \tau_{21} \quad (10)$$

とできる。

背景天体の温度を T_{RL} としてその存在も考慮すると、ある赤方偏移 z における T_{sky} の表式は以下のように変化する。

$$T'_{\text{sky}} = \frac{T_s}{1+z}(1 - e^{-\tau_{21}}) + \frac{T_{\text{CMB}}}{1+z} e^{-\tau_{21}} + T_{\text{RL}} e^{-\tau_{21}} + T_{\text{fg}} \quad (11)$$

T_{RL} はその表式中に赤方偏移依存性を含ませている。これを用いて δT_b を表すと、近似的に

$$\delta T_b \rightarrow \delta T'_b \approx \delta T_b - T_f \quad (12)$$

となる。ここで、 $T_f = T_{\text{RL}} \tau_{21}$ を“Forest Temperature”と呼ぶ。ここから、背景天体の存在によってパワースペクトルがどのように変化するかを見ることができる。

$$P_b \rightarrow P'_b = P_b + P_f - 2\text{Re}(P_{f,b}) \quad (13)$$

ここで、 $P_b \equiv P_{\delta T_b}$ 、 $P'_b \equiv P_{\delta T'_b}$ 、 $P_f \equiv P_{T_f}$ 、 $P_{f,b} \equiv P_{f,\delta T_b}$ である。

1.3 Forest Power Spectrum

ここで、 P_f が P'_b へ与える影響を考えるために、 P_f を各々の背景天体による自己パワースペクトル P_j と相互パワースペクトル $P_{j,k}$ とに分解する。

$$P_f = \frac{1}{V} \langle |\widetilde{T_{\text{RL}} \tau_{21}}|^2 \rangle = \sum_j P_j + 2\text{Re} \left(\sum_{j < k} P_{j,k} \right) \quad (14)$$

ここで、背景天体がクラスタリングしていないと仮定すると、 $P_{j,k}$ は P_f に対して最大でも 10% の寄与しかないことが解析的に求まっているため、相互パワースペクトル $P_{j,k}$ の寄与は無視する。また、全ての背景天体を分解できないと仮定すると、 P_f を k_{\parallel} の関数として表すことができる。

$$P_f \approx \frac{c D_M^2 \lambda^4}{4 k_B^2} P_{\tau_{21}}^{\text{LoS}}(k_{\parallel}) \times \int_z^{\infty} \int_0^{\infty} s'^2 \rho(z, z', s') \frac{D_M^2(z')}{H(z)} dz' ds' \quad (15)$$

ここで、 c は光速、 D_M は観測する背景天体までの共動距離、 $\lambda = \lambda_{21}(1+z)$ は背景天体の中心で放射された 21cm 線を観測するときの波長、 k_B はボルツマン定数、 $P_{\tau_{21}}^{\text{LoS}}(k_{\parallel})$ は視線方向・赤方偏移方向に沿った τ_{21} の 1 次元パワースペクトル、 s' は $\nu = \nu_{21}/(1+z)$ におけるフラックス、 $\rho(z, z', s') \equiv \frac{dN}{ds' dv_c}$ はある赤方偏移 z' における単位共動体積あたり、単位フラックスあたりの高赤方偏移電波源の数密度、 $H(z)$ はハッブルパラメータである。 P_f と P_b の比を図 1 に、また $P_f - 2\text{Re}(P_{f,b})$ の大きさを図 2 に示す。

相互パワースペクトル $P_{f,b}$ は解析的に表式を求めることが難しいため、 T_f と T_b の物理的現象を考えることでその振る舞いを求める。 $P_{f,b}$ は以下の 2 つの物理量の相互パワースペクトルである。

$$\delta T_b \approx 9 x_{\text{HI}} (1+\delta) (1+z)^{1/2} \times \left[1 - \frac{T_{\text{CMB}}}{T_s} \right] \left[\frac{H(z)}{dv_{\parallel}/dr_{\parallel}} \right] \text{ mK} \quad (16)$$

$$T_f \approx 0.009 x_{\text{HI}} (1 + \delta) (1 + z)^{1/2} \frac{T_{\text{RL}}}{T_s} \left[\frac{H(z)}{dv_{\parallel}/dr_{\parallel}} \right] \text{ mK} \quad (17)$$

再イオン化期以前においては、 x_{HI} がほぼ 1 に等しいために δT_b と T_f は T_s に支配される。大きな T_s に対しては大きな δT_b ・小さな T_f 、反対に小さな T_s に対しては小さな δT_b ・大きな T_f といったように、 δT_b と T_f は負の相関関係にあるため、 $\text{Re}(P_{f,b})$ は負になる。よって再イオン化期以前においては、負の係数を考慮すると、理論的推測では $\text{Re}(P_{f,b})$ は 21cm 線パワースペクトルの振幅を上昇させるように働くことが期待される。一方再イオン化期においては、 $T_s \gg T_{\text{CMB}}$ であるため、 δT_b が T_s に依存しなくなる。よって、 δT_b も T_f も x_{HI} について正の相関関係にあるため、 $\text{Re}(P_{f,b})$ は正になる。すなわち再イオン化期においては、負の係数を考慮すると、理論的推測では $\text{Re}(P_{f,b})$ は 21cm 線パワースペクトルの振幅を減少させるように働くと期待される。

2 Simulations

シミュレーションでは 21cmFAST[4] を用いて、WMAP[5] のデータに合うように再イオン化の歴史を設定し、スピン温度 T_s の発展を追った。銀河が放射する X 線の放射量は [6] で言及されている 3 つのモデルを用いた。fiducial モデルでは 1 個のバリオンに対し 0.2 個の光子、hot モデルでは 1 個のバリオンに対し 1 個の光子、cool モデルでは 1 個のバリオンに対し 0.04 個の光子が存在する。高赤方偏移電波源の分布については W08 モデル [7] を用い、CDM シミュレーションによってバイアスされた電波光度関数モデル C[8] を併用した。全天の中から合計で 900 deg^2 になるように 36 個の領域を選択し、CDM シミュレーションの結果得られるダークマターハローと共に高赤方偏移電波源を置いた。また、各ピクセルのフラックスを S_{pic} 、ピクセルを見込む角度を Ω_{pic} とすると、あるピクセルの温度 T_{pic} は次で与えられる。

$$T_{\text{pic}} = \frac{\lambda^2 S_{\text{pic}}}{2k_B \Omega_{\text{pic}}} \quad (18)$$

これを用いて、近似的に $T_f \approx T_{\text{pic}} \tau_{21}$ と表すことができる。

3 Results

図 1 は P_f と P_b の比を表した図である。対角線は wedge[9][10] と呼ばれていて、wedge よりも右側の領域は前景放射が無視できなくなる領域である。 $k_{\parallel} \leq 0.1$ では P_b が支配的であり、 P_f は $k_{\parallel} \geq 0.5$ 程度の比較的小さなスケールで影響を及ぼしていることが判断できる。また、高赤方偏移・cool model ほど P_f が効いていることが分かる。赤方偏移 z が小さくなると P_f の効き方は減少していくが、これは吸収材である中性水素が電離されてしまうためである。

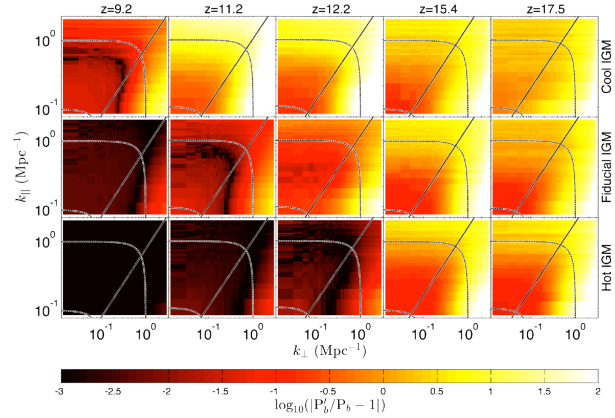


図 1: 21cm Power Spectrum に対する 21cm Forest の効き方。白色・黄色は 21cm Forest が効いている領域、黒色・赤色は 21cm Forest が効いていない領域を表している。[3] より引用。

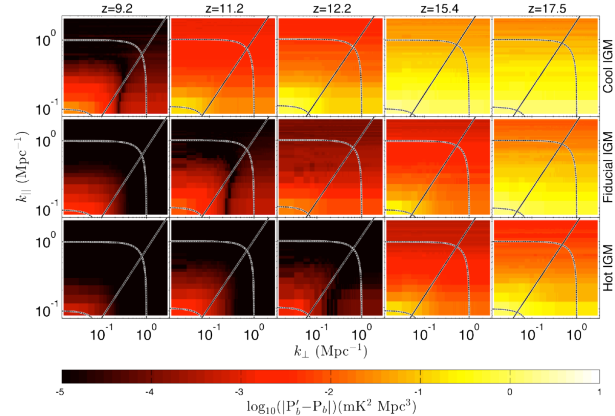


図 2: 21cm Power Spectrum に対する 21cm Forest Power Spectrum の大きさ。[3] より引用。

図 2 は $P_f - 2\text{Re}(P_{f,b})$ の大きさを表した図である。高赤方偏移・cool model では一様な構造が見えるが、低赤方偏移・hot model では k_{\perp} 方向の構造が見える。式 (15) の近似により P_f は k_{\parallel} 方向の成分しか持たないため、 k_{\perp} 方向の構造は全て $P_{f,b}$ の影響によるものである。つまり低赤方偏移・hot model では、 $P_{f,b}$ が 21cm 線パワースペクトルを支配している。 P_f の影響が小さいスケールから大きなスケールへ伝播していく様子が図 1・2 から見る事ができる。これは $P_{f,b}$ の符号を表した図 3 で見られる、再イオン化が最初小さなスケールで起き、次第に大きなスケールに伝播していく様子と同様である。また、図 3 から、 $P_{f,b}$ に関する理論的推測は概ね正しかったことが判断できる。図 4 は P'_b の無次元パワースペクトルを計算した結果であり、21cm 線パワースペクトルに対する P_f の影響は $k \geq 0.5$ である小さいスケールで顕著になることが判断できる。

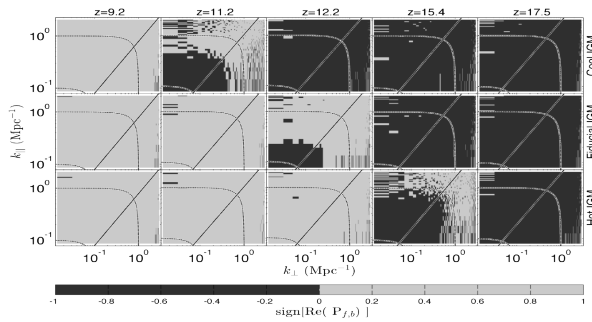


図 3: Cross Power Spectrum $P_{f,b}$ の符号. 灰色の領域が正を、黒色の領域が負を表している。再イオン化が始まると、 δT_b と T_f の相関が負から正に変化していく様子が見える。また、再イオン化が始まるスケールが小さいことも判断できる。 [3] より引用。

4 Conclusion

現行観測機器ではシグナル・ノイズ比が十分ではないために、図 1・図 2 などの円柱パワースペクトルは観測することはできない。しかし図 4 などの空間平均したパワースペクトルは観測することができるので、この空間平均したパワースペクトルの $k \geq 0.5$ 部分の立ち上がりを見ることができれば、その空間

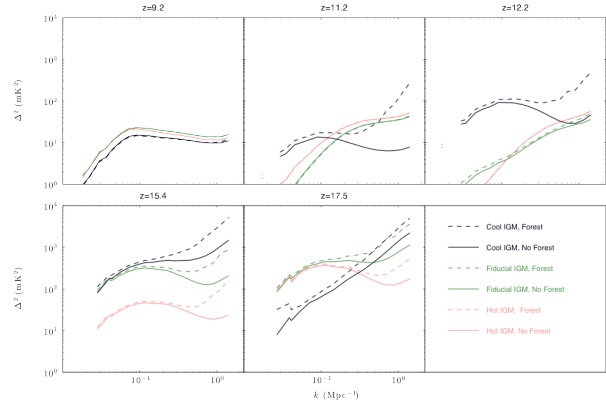


図 4: P'_b Dimensionless Power Spectrum, 21cm Forest により小さいスケールにおいて特徴的な構造が作られることが判断できる。 [3] より引用。

に背景天体が存在するかどうか確認できると考えられる。

Acknowledgement

Special thanks to S.A, M.K, H.H, M.Y, J.O, Y.M, especially K.K.

Reference

- [1] J. Pritchard and A. Loeb. 2012, arXiv:1109.6012
- [2] De Zotti et al. 2010, arXiv:0908.1896
- [3] A. Ewall-Wice et al. 2013, arXiv:1310.7936
- [4] A. Mesinger et al. 2010, arXiv:1003.3878
- [5] E. Komatsu et al. 2010, arXiv:1001.4538
- [6] A. Mesinger et al. 2014, arXiv:1310.0465
- [7] R. Wilman et al. 2008, arXiv:0805.3413
- [8] C. Willott et al. 2000, arXiv:0010419
- [9] H. Vedantham et al. 2013, arXiv:1306.2172
- [10] M. Morales et al. 2012, arXiv:1202.3830