宇宙背景放射から何を学ぶか (個人的意見)

小松 英一郎
Department of Astrophysical Sciences, Princeton University

October 1, 2002

Abstract

宇宙背景放射 (CMB) の研究は、観測的宇宙論の柱の一つとなっている。近年の観測技術の向上に伴い、今後 5–10 年の間に角度スケールにして $1'$ から 90° に渡るあらゆるスケールで、超高精度の CMB マップが手に入る見通しである。これらは我々がまだ見た事のないデータであり、その時 CMB の研究はどのような局面を迎えるのだろうか。この講演では、個人的意見ながら、これから CMB を研究してゆく上でどのような点がポイントとなりそうかを時間の許す限り議論する。話の内容を大きく分ければ、(1) CMB の基礎事項のまとめ、(2) 最近の観測とその結果のまとめ、(3) 宇宙論パラメターは本当に決まるのか、(4) CMB は初期宇宙理論にどこまでせまれるのか、(5) $1'$ 角スケールから何を学ぶのか、(6) これからの観測的宇宙論において、CMB の果たす独自の役割とは何か。この機会に、我々若手にとっての CMB の位置づけを考えてみたい。

1 なぜ CMB か

宇宙背景放射 (CMB) は、観測的宇宙論の柱の一つである。CMB は宇宙初期の情報をほぼ直接残している点において、宇宙の大規模構造や遠方銀河あるいは超新星の距離測定とは異なっている。特筆すべき点は、CMB のゆらぎが線形理論で記述できるため、ゆらぎの初期条件さえ決めてやればその統計的性質の予言が極めて正確な事である。言い替えれば、CMB はインフレーション理論などの初期宇宙理論に予言される、ゆらぎの初期条件のテストに最適であると言える。

$z \simeq 1100$ における宇宙の晴れ上がり前では、CMB は自分自身とダークマターによって生じる重力ポテンシャル中を、バリオンと相互作用しつつ運動している。この運動の様子は CMB、バリオン、ダークマターの密度によって決められており、これら 3 つのパラメターと CMB ゆらぎの関係は精密に予言されている (Hu & Sugiyama, 1995; Seljak & Zaldarriaga, 1996)。従って、CMB の観測を用いてこれら 3 つのパラメターを決める事ができ、これが CMB が宇宙論パラメターの決定において優れている、と言われるゆえんである。

宇宙の晴れ上がり以降、CMB ゆらぎの大部分は何からも影響を受けずにそのまま我々に届く。この時、晴れ上がり時のゆらぎの空間分布 (理論的に予言可能) と、現在天球上で観測される分布との関係は、晴れ上がり時までの距離による幾何学的な射影で決まる。つまり、CMB を用いて晴れ上がり時までの距離を決める事ができるわけである (Kamionkowski et al., 1994)。この距離は宇宙の空間曲率に強く依存しており、上記の 3 つのパラメターに加えて CMB で良く決まる宇宙論パラメターとなっている。

しかし、観測するスケールによっては、CMB は宇宙の再電離 ($z < 30$) や近傍宇宙 ($z < 5$) での大規模構造の存在 (重力ポテンシャルの時間発展、重力レンズ効果、Sunyaev–Zel'dovich 効果、など) によって影響を受け、そのゆらぎの空間分布は晴れ上がり時のものとは異なってくる。この性質を利用する事により、初期条件のみならず、その後の宇宙の進化のトレーサーとして CMB を用いる事ができる。

これらの情報を総合してやる事により、我々は CMB を通して「ゆらぎの初期条件」、「宇宙論パラメター」、そして「近傍宇宙の進化」を知る事ができるのである。

2 CMB の基礎事項

CMB の性質を決める物理は現在良く理解されている。ここでは基本的な話を簡単に述べるが、詳しい話はかなり込み入ってしまうため、興味ある方は別に用意したノート[1] の対応する章を参照していただきたい。

2.1 宇宙で最も美しい黒体輻射

CMB は宇宙空間で最も美しい黒体輻射であり、その現在の温度は COBE 衛星によって 2.73 K と精密に測定されている (Mather et al., 1990; Fixsen et al., 1996)。また、CMB は天球上のどこを見ても 2.73 K であり、宇宙が空間的に一様である事を示している。「CMB が美しい黒体輻射である」という事は、「宇宙はごく最近まで静かであった」と言い替える事もできる。というのは、もしも晴れ上がり以降に爆発的なエネルギーの放出があり、CMB にそのエネルギーが流れたとするならば、CMB のスペクトルは容易に黒体からずれてしまうからである。例えば、熱せられた電子による逆コンプトン散乱で CMB のスペクトルが歪められる場合を考える (Zeldovich & Sunyaev, 1969)。この時のスペクトルの歪みは y パラメターと呼ばれる量 (ノート 1 章 7.2 節) で定量化されており、COBE から $y < 1.5 \times 10^{-5}$ が得られている (Fixsen et al., 1996)。エネルギー放出が起こった時期までの光学的厚さを $\tau_{\rm C}$ として

$$y \simeq \tau_{\rm C} \frac{k_{\rm B} T_{\rm e}}{m_{\rm e} c^2} < 1.5 \times 10^{-5} \tag{1}$$

より、電子の温度は $k_{\rm B} T_{\rm e} < 26$ eV $(\tau_{\rm C}/0.3)^{-1}$、あるいは $T_{\rm e} < 3.0 \times 10^5$ K $(\tau_{\rm C}/0.3)^{-1}$ と制限される。ここで $\tau_{\rm C} = 0.3$ は $z \simeq 30$ で宇宙が再電離した場合に対応しており、「$z \simeq 30$ では電子を 30 万度以上にするエネルギーの放出による宇宙の再電離は許されない」という事になる。

2.2 温度ゆらぎ

2.2.1 双極的ゆらぎと宇宙論的ゆらぎ

CMB の平均温度は 2.73 K だが、感度を 10 倍上げると一様な温度からのズレ、温度ゆらぎが見えてくる。まず現れるのが 3.35 mK の双極的ゆらぎで、これは我々が CMB の静止系に対して、しし座の方向に

$$v = \frac{\Delta T}{T} c \simeq 370 \text{ km s}^{-1} \tag{2}$$

で運動する成分として解釈される。つまり、しし座の方向は温度が 3.35 mK 高く、逆方向は 3.35 mK 低い (Smoot et al., 1991; Lineweaver et al., 1996)。

さらに感度を 100 倍上げると、今度はある特徴的なパターンを持った温度ゆらぎが天球上に現れる。宇宙初期に生成されて現在我々に届いている、宇宙論的な温度ゆらぎである。このゆらぎの大きさは観測する角度スケールに応じて若干変化する。例えば 7° スケールでは 35 μK(Smoot et al., 1992)、1° スケールでは 70 μK である (de Bernardis et al., 2000)。

2.2.2 相対論的ゆらぎと流体力学的ゆらぎ

CMB の宇宙論的温度ゆらぎは大きく分けて 2 種類の効果から成っていて、それらは特徴的なスケール—晴れ上がり時のホライズンサイズ—で分ける事ができる。$\Omega_{\rm m} = 0.3$ で空間曲率がゼロの平坦な宇宙を仮定すると、晴れ上がり時のホライズン半径は $\simeq 0.28\ h^{-1}$ Gpc で晴れ上がりまでの角径距離は $\simeq 11\ h^{-1}$ Gpc であるから、ホライズン半径を見込む角度は 1.5°、直径を見込む角度は 3° と得られる。

この角度以上に存在する温度ゆらぎは、晴れ上がり時の物理過程 (例えばバリオンとの相互作用) に影響されておらず、純粋にゆらぎの初期条件を反映したものとなっている。このスケールでの温度ゆらぎは初期条件

[1] http://astro.princeton.edu/~ komatsu/cmb/中の、講義ノート「宇宙背景放射」。

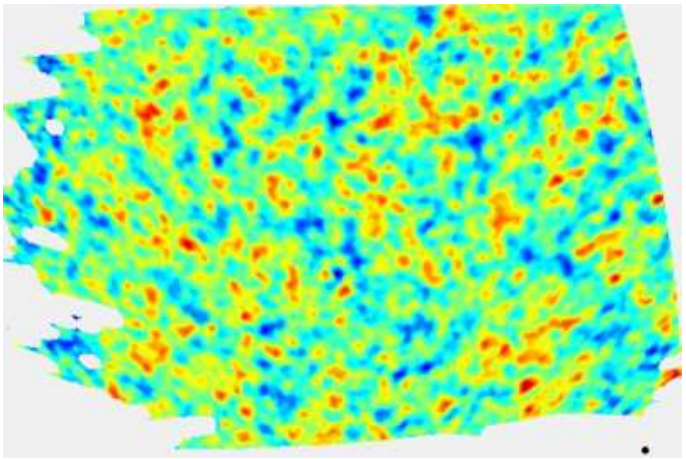

Figure 1: 気球観測 BOOMERanG によって得られた CMB のマップ (de Bernardis et al., 2000)。全天の 3%に対応する 1800 平方度をマッピングしている。観測のビームサイズは $10'$ だが、このマップはスムージングがかけられているので、マップ上のビームサイズは $22\farcm5 = 0\fdg375$ (右下の黒丸)。温度の高いスポットも低いスポットも特徴的なサイズを持って分布しているのが分かる。個々のスポットの半径は $\sim 0\fdg8$ 程度であり、図 2 の最初のピークの位置に対応している。この見かけのサイズを晴れ上がり時の音速のホライズンスケールと比較する事によって、晴れ上がり時までの距離が分かる。

と Sachs–Wolfe 効果 (Sachs & Wolfe, 1967) と呼ばれる一般相対論的効果で決まっているため、「相対論的効果によるゆらぎ」と呼べる。例えば、断熱ゆらぎの初期条件では、温度ゆらぎは重力ポテンシャルを $\Phi_{\rm A}$ として $\Delta T/T = \Phi_{\rm A}/3$ と表せる (ノート 1 章 5 節)。COBE によって測定された 7° スケールでの温度ゆらぎの r.m.s. 値は $\left\langle \Delta T^2 \right\rangle^{1/2}/T \simeq 1.1 \times 10^{-5}$ であるから、このスケールでのポテンシャルの r.m.s. 値は $\left\langle \Phi_{\rm A}^2 \right\rangle^{1/2} \simeq 3.3 \times 10^{-5}$ と求められる[2] 。

一方で 3° よりも小さいスケールに存在するゆらぎは、相対論的効果に加えて CMB– バリオン相互作用による「流体力学的効果」によって生じているため (Peebles & Yu, 1970)、

$$(\text{音速のホライズン半径}) \simeq \frac{1}{\sqrt{3}} (\text{ホライズン半径}) \simeq 0.16\ h^{-1}\ \text{Gpc} \tag{3}$$

に対応するスケールを特徴に持つ。もう少し直感的に言うと、音速で伝播する流体的ゆらぎは音速のホライズン半径以上には伝播できないため、CMB 温度ゆらぎは $3^\circ/\sqrt{3} \simeq 1\fdg7$ 程度の広がりを持つスポットの集まりとなる。図 1 に、気球観測 BOOMERanG によって得られた CMB のマップを示す (de Bernardis et al., 2000)。このマップ上の分解能は $22\farcm5 = 0\fdg375$ なので、個々の CMB スポットを分解できている。マップより、$\sim 2^\circ$ 程度の特徴的な広がりを持つスポットが無数にある事が分かる。

スポットの内側では、CMB– バリオン相互作用によって決まる温度プロファイルが形成される。このプロファイルの形は CMB、バリオン、ダークマターの密度によって決まっており、言うなればこのプロファイルを測定する事で、これら 3 つのパラメターを決める事ができるわけである。

しかし、多くの場合に我々が測定するのは個々のスポットのプロファイルではなく、統計的な「温度ゆらぎのパワースペクトル C_l」、言い替えれば「角度スケールの関数としての温度ゆらぎの大きさ」である。ここで $l \simeq 180^\circ/\theta$ は角周波数で、$l(l+1)C_l/(2\pi)$ は $\theta \simeq 180^\circ/l$ に対応する角度スケールの、温度ゆらぎの分散を表

[2] 一方で、もし等曲率ゆらぎの初期条件を取れば $\Delta T/T = 2\Phi_{\rm A}$ となるため、$\left\langle \Phi_{\rm A}^2 \right\rangle^{1/2} \simeq 5.5 \times 10^{-6}$。

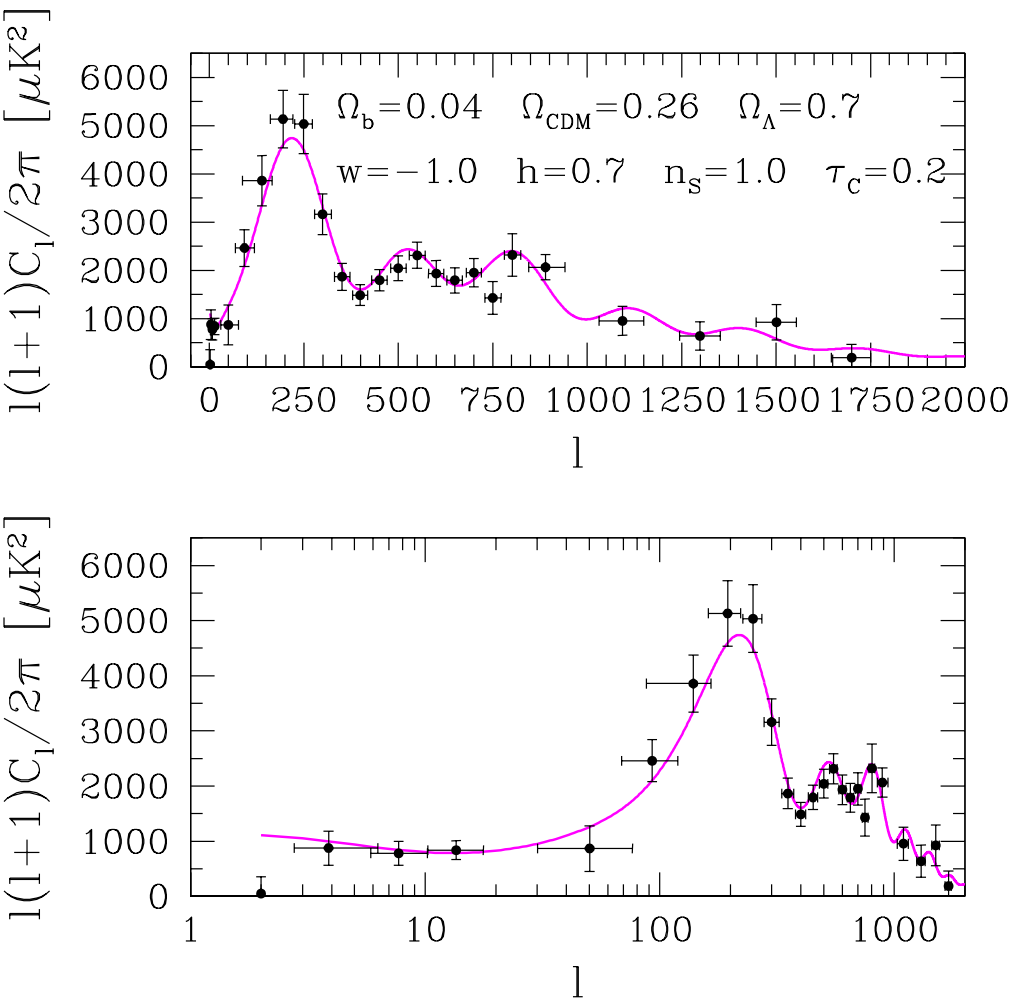

Figure 2: CMB 温度ゆらぎのパワースペクトル C_l。実線は上図に示される宇宙パラメターに対応する理論の予言曲線で、マークは観測データ (Wang et al., 2002)。プロットされている量は、ある角度スケール $\theta \simeq 180°/l$ で測定される温度ゆらぎの分散に対応している。例えば $l = 220$ ($\theta \simeq 0.^\circ 8$) では分散が $\simeq 5000\ \mu\mathrm{K}^2$ であるから、温度ゆらぎの r.m.s. は $\Delta T \simeq 70\ \mu$K。上図より $\theta \simeq 0.^\circ 8$ に最初のピークを持つ音波振動のモード (流体力学的温度ゆらぎ) が明らかである共に、下図よりそれよりも大きな角度スケールでは温度ゆらぎがスケールにほとんど依らない事が分かる。大角度スケールでは温度ゆらぎは初期条件をほぼ直接反映しているため、初期ゆらぎの分散もスケールにほとんど依らない、と考えられる。

している。図 2 にこれまで測定された C_l と理論予言との比較を示す。これより、測定された $l(l+1)C_l/(2\pi)$ は $l \simeq 220$ (0.8) にピークを持つ事が分かる。理論曲線は一連の「アコースティックピーク」の存在を予言するが、データもそれと良く一致しているように見える。

このアコースティックピーク (あるいは音波振動) は、CMB の個々のスポットが有限の大きさ (今の例では $\simeq 1.7$) を持っている事に起因するものである (Bashinsky & Bertschinger, 2001)。他方、CMB、バリオン、ダークマターの密度は、CMB スポットの温度プロファイルを変化させる事から、C_l の各ピークの高さの比や小スケール (大 l) に向かうダンピングの大きさなどを決めている (Hu & Sugiyama, 1995) (ノート 4 章、あるいは 1 章 6,8,9,13 節)。従って C_l の形を測定する事でそれらの量を決める事ができる。さらに、最初のピークの位置は晴れ上がり時のホライズン半径 $\simeq 0.16\ h^{-1}$ Gpc に対応しているため、それが $\simeq 0.8$ で見えているという事から晴れ上がりまでの距離が求まり、それより宇宙の空間曲率を測定できる (Kamionkowski et al., 1994)。図 2 の観測データからは、宇宙の空間曲率はゼロ、すなわち平坦な宇宙が強く示唆されている。

2.3 偏光

CMB は直線偏光している。その偏光度の大きさは温度ゆらぎの 1/10 程度、すなわち 偏光度 $\sim 10^{-6}$ のオーダー、温度にして $\sim \mu$K のオーダーである。温度ゆらぎのパターンは $z \simeq 1100$ に電子によって最後に散乱された晴れ上がり時の状態を保存していて、偏光のパターンも最後の散乱によって生成された偏光の状態を保存している。これより、CMB の偏光度と温度ゆらぎの分布の間には相関がある事が分かる。

偏光はスピン 2 を持つ場なので、偏光を生成するメカニズムをスピン 2 まで判別する事ができる。これより我々はスカラーモード (スピン 0、密度ゆらぎ)、ベクターモード (スピン 1、渦)、テンサーモード (スピン 2、重力波) で生じる偏光パターンを、区別して測定する事が可能になる。スカラー量である温度ゆらぎだけ見ていたのでは、上記の 3 成分はミックスされてしまって区別するのは難しくなる。

CMB の偏光の成分は、E モードと B モードと呼ばれる 2 種類の成分で表すのが標準となっている。スカラーモードは E モードしか生成せず、ベクターモードは B モードしか生成せず、テンサーモードは両方とも同じくらいの大きさで生成する (Hu & White, 1997)。スカラーモードによって生じる E モードの大きさは、現在の温度ゆらぎのデータから $l \sim 400$ で $\sim 4-5$ μK のオーダーと期待されている (図 3)。E モードと温度ゆらぎの相関スペクトル C_l^{TE} は、E モードと温度ゆらぎの相乗平均であるため E モードのパワースペクトル C_l^{EE} よりも振幅が 10 倍ほど大きい。B モードは、対応する温度ゆらぎの大きさがどのくらいか分かっていないため予言するのが難しいが、観測されている大スケールのゆらぎが全てテンサーモードとしてもピーク ($l \sim 100$) の値で 0.2 μK 以下である。

偏光は電子による散乱が存在すれば生成されるので、宇宙が再電離された時にも生成される。この偏光は我々にとっては大角度スケールで生成されたように見えるので、図 3 に示すように $l \sim 10$ 程度に C_l^{EE} や C_l^{TE} は大きなハンプを持つようになる (Zaldarriaga, 1997)。C_l の $\tau_{\rm C}$ に対する依存性は、だいたい $C_l^{EE} \propto \tau_{\rm C}^2$、$C_l^{TE} \propto \tau_{\rm C}$ である。現在の制限では再電離が始まったのは $z < 30$ であり、それに対応する宇宙の光学的厚さは $\tau_{\rm C} < 0.3$ である。これと図 3 より、$l \sim 10$ では $l(l+1)C_l^{EE}/(2\pi) < 1\ \mu{\rm K}^2$、$l(l+1)C_l^{TE}/(2\pi) < 20\ \mu{\rm K}^2$ と期待される。

$l < 10$ での偏光は、再電離時期の情報のみによっている。すなわち、このスケールでの C_l^{EE} あるいは C_l^{TE} を測定してやれば、$\tau_{\rm C}$ が直接求まるのである。温度ゆらぎのパワースペクトル C_l^{TT} だけ用いていると、$C_l^{TT} \propto \sigma_8^2 e^{-2\tau_{\rm C}}$ であるため $\tau_{\rm C}$ は σ_8 とほぼ完全に縮退している。従って、偏光で $\tau_{\rm C}$ を決める事は、CMB を用いて σ_8 を決める事につながるのである。σ_8 は物質ゆらぎの大きさを決めるパラメターであり、大規模構造の観測量に直接反映される本質的なパラメターであるため、CMB から σ_8 を決定するのは重要である。

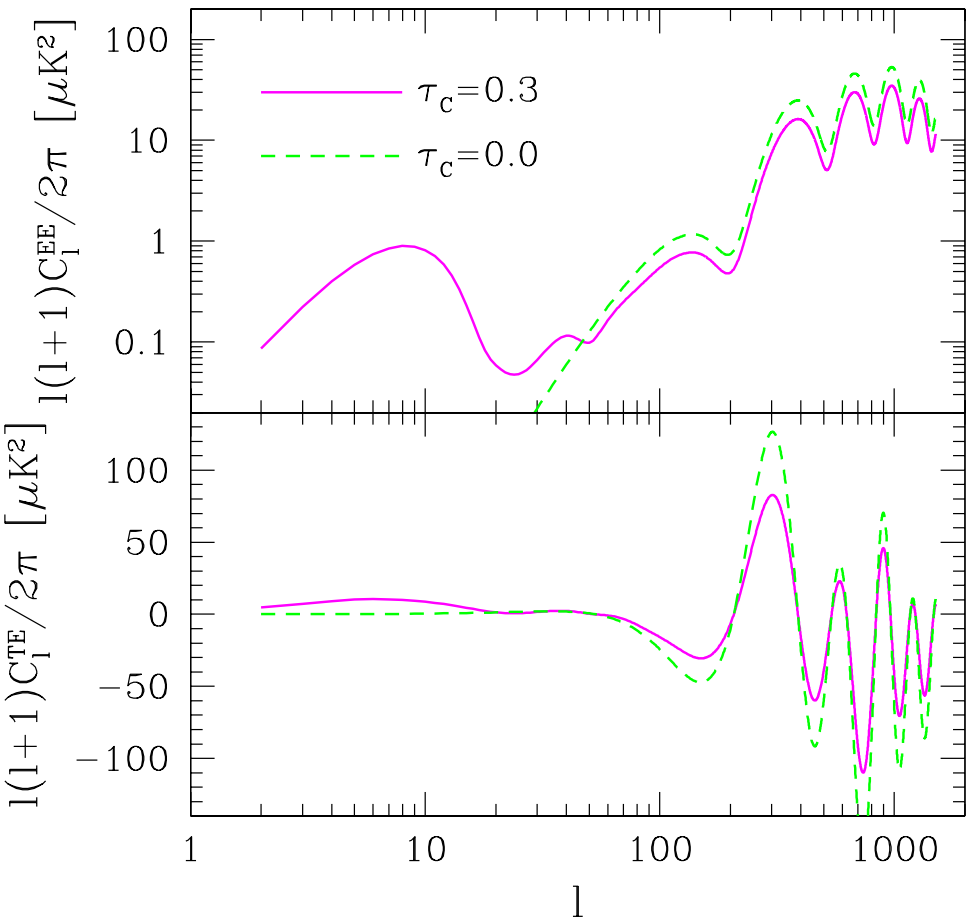

Figure 3: CMB 偏光の E モードのパワースペクトル C_l^{EE} (上図) と、CMB 偏光の E モードと温度ゆらぎの相関スペクトル C_l^{TE} (下図)。実線と波線は、異なる再電離時期までの宇宙の光学的厚さ τ_C を用いている。実線は現在の観測で許される上限値 $\tau_{\rm C} = 0.3$、波線は再電離なし $\tau_{\rm C} = 0$ に対応している。C_l の $\tau_{\rm C}$ に対する依存性は、だいたい $C_l^{EE} \propto \tau_{\rm C}^2$、$C_l^{TE} \propto \tau_{\rm C}$ である。

3　最近の観測と将来計画

3.1　COBE から BOOMERanG、そして MAP へ

1992 年に COBE 衛星が検出した温度ゆらぎは 7° スケールのもので、相対論的ゆらぎに相当する。COBE 以降、世界各地のグループは $\simeq 3^\circ$ スケール以下に存在する流体力学的ゆらぎ、すなわちアコースティックピークを検出すべく、観測精度を向上させていった。2000 年から 2002 年にかけ、BOOMERanG (de Bernardis et al., 2000) (図 1) や MAXIMA (Hanany et al., 2000) に代表される気球観測や、CBI (Pearson et al., 2002) や DASI (Halverson et al., 2002) に代表される干渉計を用いた観測により、図 2 に示されるような $2 < l < 2000$ における C_l の「おおまかな」形が明らかになってきた。

現在標準的な宇宙論パラメターに対する理論曲線と観測との一致は印象深いものがあるが、逆に CMB から宇宙論パラメターを正確に求めるにはまだまだデータの精度が不充分である。それは、端的に言えば図中のデータ数が 25 個なのに対して宇宙論パラメターはざっと数えても $\Omega_{\rm b}$ (バリオン密度), $\Omega_{\rm CDM}$ (CDM 密度), Ω_Λ (ダークエネルギー密度), Ω_ν (ニュートリノ密度), w (ダークエネルギーの圧力をエネルギー密度で割ったもの), h (ハッブル定数), τ (宇宙の再電離の時期までの光学的厚さ), σ_8 ($8\ h^{-1}$ Mpc のスケールでの物質ゆらぎの大きさ), $n_{\rm S}$ (原始密度ゆらぎのパワースペクトルの冪), $n_{\rm T}$ (原始重力波のパワースペクトルの冪), S/T (原始密度ゆらぎと重力波の比) のように、少なくとも 11 個以上は存在する。しかもパラメターの中には互いにきつく相関しているものも多数あるため、現在のデータ数や質だけではこれらのパラメターを全て決める事は困難である。

そこで将来の観測に期待が持たれるわけだが、まず真っ先に注目されるのは 2001 年 6 月 30 日に打ち上げられ、順調にデータを取得している NASA の MAP (=Microwave Anisotropy Probe) 衛星である (Page, 2000)。これは COBE 衛星と同様に CMB の全天サーベイ観測であるが、違いは検出器の感度と分解能である。図 4 に COBE のデータと、MAP のシミュレーションデータを比較する。分解能の違いが明らかであると共に、MAP のシミュレーションデータには無数の CMB のスポットが見えている。これらはノイズではなく、銀河面を除けば図 1 の BOOMERanG のマップに見られるようなリアルな CMB である。このシミュレーションは 6ヵ月分のデータに合わせて作ってあるが、2003 年 1 月には MAP の最初のデータリリースとして 1 年分の観測データが公表される予定である。MAP のミッション期間は 2005 年 9 月までの 4 年間で、これによって C_l は $2 < l < 800$ の範囲に渡って極めて詳細に測定され、多くの宇宙論パラメターを決めると期待されている。しかし、CMB を用いたパラメター決定法には一つ注意せねばならない点がある。これは次節で述べる。

3.2　MAP から ACT へ

MAP 以降では、全天サーベイ観測でさらに分解能と感度を向上させた ESA の Planck 衛星がある (2007 年以降打ち上げ予定)。これは $2 < l < 3000$ の領域の C_l を測定可能である。地上からの観測として注目されるのは、University of Chicago の John Carlstrom 率いる SPT (South Pole Telescope) 計画で、8-m の電波望遠鏡を南極に置いて $1'$ 程度の分解能で ~ 4000 平方度をマッピングする。既に予算もついていて、2007 年観測開始予定である。しかし SPT は CMB の測定よりも Sunyaev–Zel'dovich (SZ) 効果を用いた遠方銀河団探査に力を入れていて (Carlstrom et al., 2002)、銀河団を検出できるノイズレベルを基準にして観測計画を立てているため、マップの質はあまり良くない。

SPT のライバルは、Princeton University の Lyman Page が中心になって University of Pennsylvania と共にプロポーズしている ACT (=Atacama Cosmology Telescope) 計画である。これはチリに 6-m の望遠鏡を置いて、$1\farcm7$ 程度の分解能で $\sim 200 - 400$ 平方度をマッピングするものである。視野、分解能の数値は SPT より下であるが、その分 ACT 計画はマップの質に力を入れており、CMB のレンズ効果や熱的 SZ および運動的 SZ 効果 (Ostriker–Vishniac 効果とも呼ばれる) の C_l の測定、さらには Rees–Sciama 効果と呼ばれる大規模構造の成長による重力ポテンシャルの時間変動の効果などの測定を目指している。これらの将来計画が C_l をどの程度測定できるかを図 5 に示す。この図より、ACT を用いれば $800 < l < 10000$ の範囲で C_l を測定でき、MAP

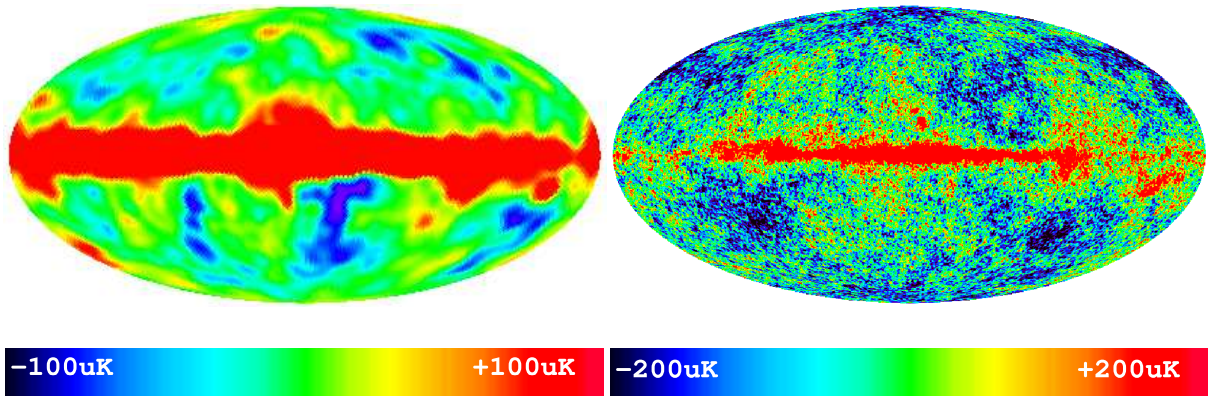

Figure 4: 左図は COBE 衛星が得た 4 年間のデータの 53 GHz と 90 GHz を足しあわせたもの。右図は MAP 衛星の 6ヵ月間のデータをシミュレーションしたもので、60 GHz と 94 GHz を足しあわせてある。左図は COBE のビームサイズに対応する 7° のガウシアンでスムージングがかけてある。右図は $\sim 1°$ 程度の CMB の構造を見るために $30'$ のスムージングがかけてある (元の分解能は $13'$)。シミュレーションにおいて CMB はランダムに生成しているため、左図と右図の CMB の構造は厳密には一致しない事に注意。

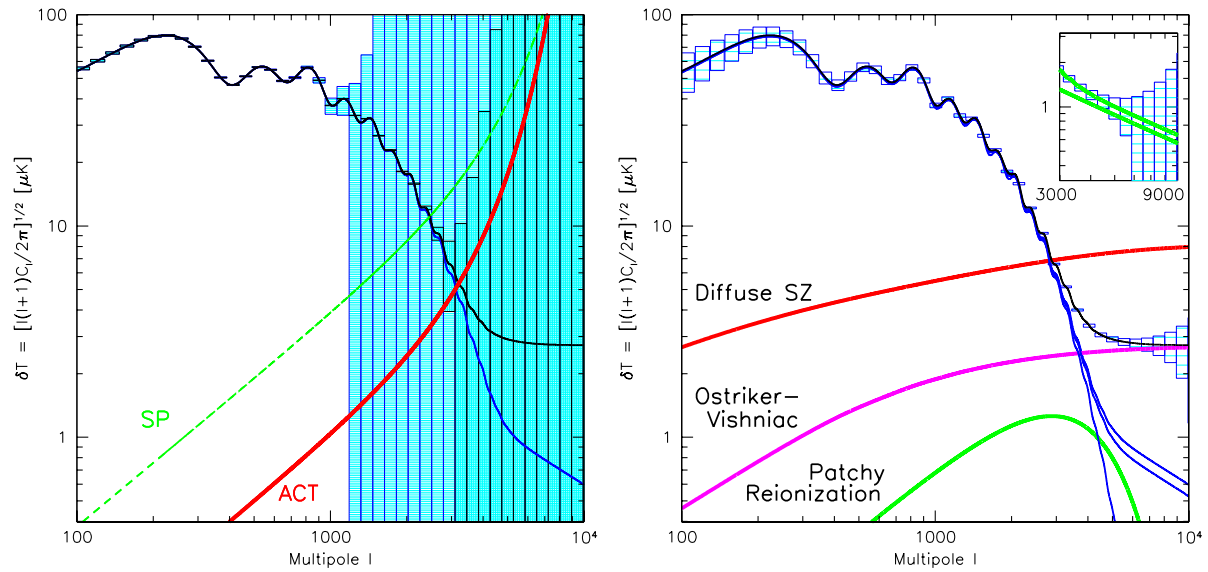

Figure 5: [左図] MAP, Planck, SPT, ACT 計画のパワースペクトル C_l における比較。薄く塗ってあるのが MAP、濃いのが Planck の C_l の予想されるエラーバー。SP と書かれている線は SPT 計画の、ACT は ACT 計画のノイズの C_l。[右図] ACT 計画の C_l のエラーバーと、様々な CMB 成分との比較。右上のボックスは重力レンズ効果に対する感度で、上の線と下の線の違いは、重力レンズ効果を用いなければ識別できない宇宙論の違い。

と ACT を合わせれば $2 < l < 10000$ の範囲、すなわち $1'$ から 90° のスケールに渡って C_l を測定できる事が分かる。

4 宇宙論パラメター

CMB を用いた宇宙論パラメター決定は、主に観測された C_l のフィットによって行われる。理論より C_l を宇宙論パラメターの関数として計算し、観測と予言を合わせてパラメターを決めるのである。この方法は理論の予言が正しければ正しい宇宙論パラメターを与えるし、MAP のように独立な C_l のデータ点が $\simeq 800$、偏光も合わせて 1000 以上もあれば、10 数個の宇宙論パラメターを精度良く決めるのはもっともらしく聞こえる。それでは、広く宣伝されているように、CMB によって宇宙論パラメターは決まるのだろうか。

実は、この「理論の予言」に注意しなくてはならない。我々は、あるゆらぎの初期条件のもとでの CMB の発展は非常に良く理解しているが、初期条件そのものについてはまだ良く知らないからである。そのため、インフレーション理論などの初期宇宙理論を用いて、適当なゆらぎの初期条件を仮定してやる必要がある。このようにある初期条件を仮定して求めた宇宙論パラメターは、たとえ統計的エラーバーが小さくても、仮定の不定性によるエラーを含んでいる。この、初期宇宙理論における「理論的不定性」によるエラーを常に頭に置いておかねばならない。

一方、この性質を逆に使ってやれば、CMB を使って初期条件を決める事ができる。そのためには今度は宇宙論パラメターに対していくつか制限を課してやる必要がある。例えばハッブル定数は HST のキープロジェクトの値 $h = 0.72 \pm 0.08$ (Freedman et al., 2001) を用い、バリオン密度にはビッグバン元素合成理論と遠方 ($z = 2.504, 2.536, 2.799, 3.752$) で測定された重水素存在量の比較から得られる値 $\Omega_{\rm b} = 0.0205 \pm 0.0018\ h^{-2}$ (O'Meara et al., 2001) を用い、宇宙の空間曲率は厳密にゼロとしてやる、等である。

また、CMB の温度ゆらぎは、晴れ上がりのホライズンを境にして 2 種類に分けられた。すなわち、3° ($l \simeq 60$) をだいたいの境として、大角度スケールは初期条件をトレースしている「相対論的ゆらぎ」であり、小角度スケールは初期条件に CMB–バリオン相互作用による「流体力学的ゆらぎ」が加わったものであった。大スケールは宇宙論パラメターによる影響をほとんど受けていないため、初期条件をある程度推定するのに使える。宇宙論パラメターへの制限は小スケールから得られるので、先ほど大スケールから得た初期条件の情報を小スケールに外挿する事で、宇宙論パラメターを決める事ができる。もちろん小スケールも初期条件に関する情報を含んでいるので、宇宙論パラメターの影響と分けられる範囲内であれば、大スケールからの外挿なしに初期条件を決める事ができ、パラメター決定の信頼性を上げる事ができる。これが、CMB を用いて初期条件と宇宙論パラメターを決める際のおおまかな道筋である。

最終的には、以上を組み合わせて初期条件と宇宙論パラメターを同時に、ある程度正確に (パラメターの誤差が $\sim$10%以下) 求めるのがゴールとなるだろう。

5 初期宇宙と CMB ゆらぎ

この節までは、具体的な内容には触れずに「初期条件」と言う言葉を使ってきた。この節ではこれが具体的にどういう意味であるか、そして CMB から何が分かるかについて触れる。

5.1 C_l を決めているもの

まず、話を具体的にするために、空間曲率がゼロの平坦な宇宙を仮定して C_l を以下のような形で書きあらわす。

$$C_l = \frac{2}{\pi} \int k^2 {\rm d}k \left[P_\Phi(k) g_{{\rm T}l}^{\rm adi2}(k) + P_S(k) g_{{\rm T}l}^{\rm iso2}(k) + 2 P_C(k) g_{{\rm T}l}^{\rm adi}(k) g_{{\rm T}l}^{\rm iso}(k) + P_h(k) g_{{\rm T}l}^{\rm ten2}(k) \right] \tag{4}$$

ここで、$P_\Phi(k)$ は晴れ上がり時期のポテンシャルゆらぎ $\Phi_{\rm A}$ の、$P_S(k)$ は CMB と CDM (あるいはバリオン、あるいはニュートリノ) の間のエントロピーゆらぎ S の、$P_h(k)$ は重力波 h のパワースペクトルで、$P_C(k)$ は

$\Phi_{\rm A}$ と S の相関スペクトルである。また、$g^{\rm adi}_{{\rm T}l}(k)$ は $\Phi_{\rm A}$ と温度ゆらぎを結びつける「輸送関数」で、大スケールで相対論的ゆらぎ (Sachs–Wolfe 効果) のみが重要な時には $\frac{1}{3}j_l(kr_{\rm dec})$ である ($r_{\rm dec}$ は晴れ上がりまでの共動距離)。同様に $g^{\rm iso}_{{\rm T}l}(k)$ は S と温度ゆらぎを結んでいて、Sachs–Wolfe 効果では $-\frac{2}{5}j_l(kr_{\rm dec})$ である。流体力学的ゆらぎが重要になると、$g^{\rm adi}_{{\rm T}l}(k)$ は $\cos(kr_{\rm s})j_l(kr_{\rm dec})$ のように、$g^{\rm adi}_{{\rm T}l}(k)$ は $\sin(kr_{\rm s})j_l(kr_{\rm dec})$ のように振舞う ($r_{\rm s}$ は晴れ上がり時の音速のホライズン半径) (Hu & White, 1996)。$g^{\rm ten}_{{\rm T}l}(k)$ は重力波と温度ゆらぎを結びつけていて、大スケールでも少し込み入った形をしている (Starobinsky, 1985)。これらの輸送関数の具体的な形はゆらぎの線形理論によって精密に計算されていて、宇宙論パラメターのみに依存してゆらぎの初期条件に依存しない事を強調しておく。

5.2 インフレーション理論と C_l

インフレーション理論のような初期宇宙理論が決めるべきものは、$P_\Phi(k)$, $P_S(k)$, $P_C(k)$, $P_h(k)$ の 4 つの関数である。最もシンプルなインフレーションモデル、単一のスカラー場がなだらかなポテンシャルをゆっくり転がっている場合、を考えると、$P_\Phi(k) = A_{\rm adi}k^{n_{\rm adi}-4}$, $P_S(k) = 0$, $P_C(k) = 0$, $P_h(k) = A_{\rm ten}k^{n_{\rm ten}-4}$ を得る。この拡張として、2 つのスカラー場がそれぞれポテンシャルをゆっくり転がっている場合では、$P_\Phi(k) = A_{\rm adi}k^{n_{\rm adi}-4}$, $P_S(k) = A_{\rm iso}k^{n_{\rm iso}-4}$, $P_C(k) = A_{\rm corr}k^{n_{\rm corr}-4}$, $P_h(k) = A_{\rm ten}k^{n_{\rm ten}-4}$ を得る (Wands et al., 2002)。スカラー場がゆっくり運動しているため、全ての n はほぼ 1 である。これら 2 つの例を見ただけでも、初期宇宙に関する仮定が C_l を決める上でどれほど重要かが分かる。

異なるインフレーションモデルは、異なる A や n の間の関係を予言する。従って C_l の測定から A や n を求める事ができれば、インフレーションモデルへの制限がつけられる。これが「CMB を使って初期条件を決める」という意味の一つである。しかし、インフレーション理論にとってまず重要な事は、$A_{\rm iso}$、もしくは $A_{\rm corr}$ がゼロかどうかである。もしゼロであれば、前述のように単一スカラー場によるインフレーション理論を強く支持する事になる (ほとんど決定づける、と言っても良いかもしれない)。しかし、もし有限の $A_{\rm iso}$, $A_{\rm corr}$ が検出されれば、これは単一の場によるインフレーションを棄却するという意味で、インフレーション理論にとって非常に大きな意味を持ってくる。さらに、エントロピーゆらぎの種類 (CMB と CDM、CMB とバリオン、あるいは CDM とニュートリノ) が特定できれば、CDM 等の起源が明らかになる可能性があり、画期的な発見につながる。

重力波によるテンサーモードの検出、つまり有限の $A_{\rm ten}$ の検出も最重要課題の一つである。重力波はインフレーション時期のメトリックの摂動を直接測っており、言わばインフレーション時期を直接観測している事になるからである。もちろん、CMB を通してだけでなく、重力波検出器でインフレーション時に放出された「宇宙背景重力波」が直接検出されれば、より強力なインフレーション理論のテストとなる。

これらの C_l に対する影響は、今のところ $l < 100$ という比較的大角度スケールで重要になると思われている。図 6 に重力波と等曲率ゆらぎの C_l への影響を示す。ただし、CMB と CDM の間のエントロピーゆらぎを仮定し、$\Phi_{\rm A}$ と S の間に正の相関があるとした。そのため C_l 上では負の相関として現れ、等曲率ゆらぎは $l < 100$ で C_l を減らすように働いている。逆に、重力波はスカラーモードと相関を持っていないので、常に C_l を増やす方向に働く。これら二つの効果は、符合は異なるが影響する領域が似通っているために区別しにくい可能性がある。この問題は、最初の方で述べたテンサーモードの偏光の測定によって解決できるだろう。しかし、重力波モードの偏光は $< 0.2\ \mu$K と非常に小さいため、観測的にチャレンジングである。

5.3 ゆらぎのガウシアン性

シンプルなインフレーション理論が予言する原始ゆらぎの性質としてもう一つ重要なのが、ゆらぎがガウシアン統計に従う、という事である。Sachs–Wolfe 効果によれば $\Delta T \propto \Phi_{\rm A}$ であるから、原始 $\Phi_{\rm A}$ ゆらぎがガウシアンであれば ΔT もガウシアンになるはずであり、CMB 温度ゆらぎのガウシアン性はインフレーション理論の直接的なテストとなる。

現在まで、原始ゆらぎのガウシアン統計からのズレは見つかっていない。$\Phi_{\rm A}$ の非ガウシアン性の大きさは「非

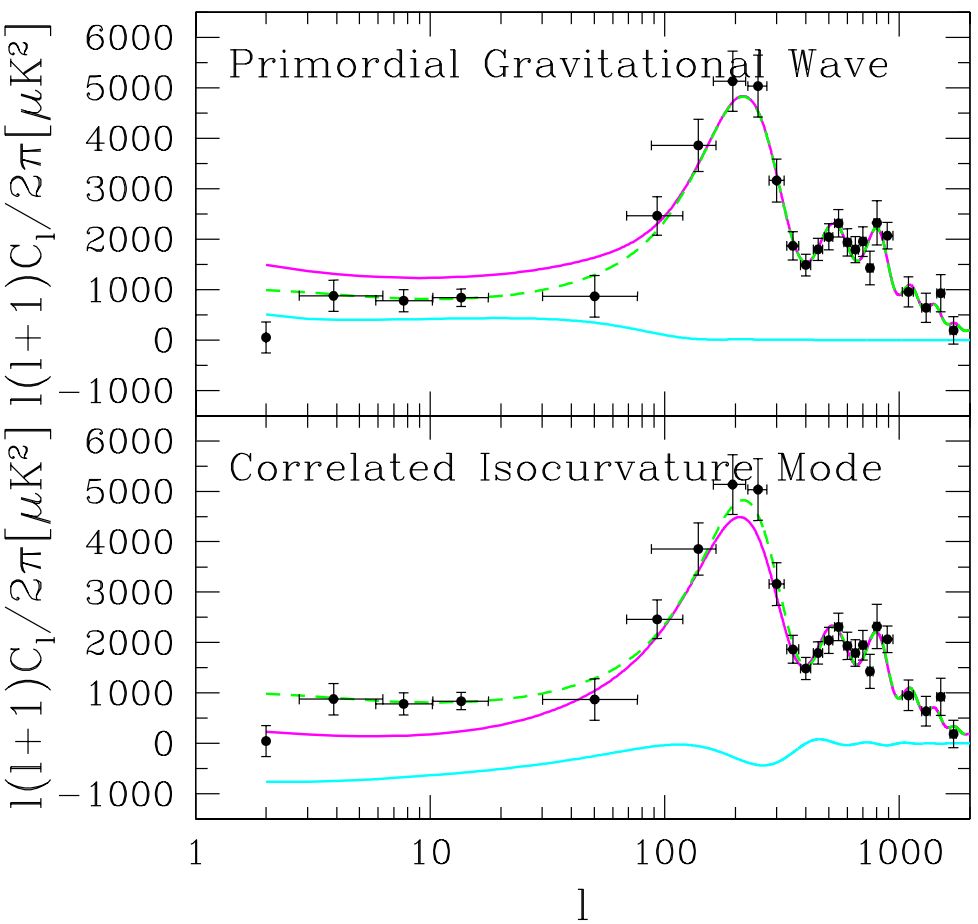

Figure 6: [上図] 原始重力波の C_l への影響。波線はスカラーモードのみで、下の実線はテンサーモードのみの C_l。一番上の実線は両方の和。[下図] 相関を持つ等曲率 (エントロピー) ゆらぎの影響。CMB と CDM の間のエントロピーゆらぎを仮定してある。波線は断熱ゆらぎのみで、下の実線は相関も含めた等曲率ゆらぎの C_l。中央の実線は両方の和。波線がデータに最も良く合うように選んでいる。全てのゆらぎの成分にスケール不変な原始パワースペクトル $(n = 1)$ を仮定したため、重力波も等曲率ゆらぎも、大スケールでのみ重要となっている。また、$\Phi_{\rm A}$ と S の間に正の相関を仮定しているので C_l 上では負の相関として現れており、大スケールでは等曲率ゆらぎは C_l を減らすように働いている。重力波、等曲率ゆらぎの大きさは任意に選んだ。

線型パラメター $f_{\rm NL}$」で特徴づけられており (Komatsu & Spergel, 2001)、$\Phi_{\rm A}=\Phi_{\rm gaus}-f_{\rm NL}\left(\Phi^2_{\rm gaus}-\left\langle\Phi^2_{\rm gaus}\right\rangle\right)$ に対して[3] COBE から $|f_{\rm NL}|<1.5\times10^3$ が得られている (Komatsu et al., 2002)。

COBE スケールでの $\Phi_{\rm A}$ の r.m.s. は断熱ゆらぎの時 3.3×10^{-5} であったから、非ガウシアン成分の項 (第 2 項) はガウシアン成分の項 (第 1 項) の 5%以下である事が分かる。MAP を用いれば、この制限は 2 桁良くなる ($f_{\rm NL}\sim20$ まで測定可能) と期待されている (Komatsu & Spergel, 2001)。そのような小さな非ガウシアン性であってもインフレーション理論にとっては大きなチャレンジである。

6　1 分角程度の小スケールから何が分かるか

話題を大きく変えて、SPT や ACT 計画で狙われているような小角度スケール、$2000<l<10000$ の領域で何が見えるかに触れる。この領域では、晴れ上がり時に生成された温度ゆらぎは Silk 減衰 (ノート 1 章 6 節) によって非常に小さくなってしまうため、ゆらぎの起源は晴れ上がり時ではなく、むしろ近傍宇宙 ($z<10$) である。

代表的なものとしては、銀河団内の高温ガスによる熱的 Sunyaev–Zel'dovich(SZ) 効果 (ノート 1 章 7 節)、銀河団の固有運動による運動的 SZ 効果 (Ostriker–Vishniac(OV) 効果とも呼ばれる)、重力レンズ効果、大規模構造の成長による重力ポテンシャルの進化で引き起こされる温度ゆらぎ (Rees–Sciama(RS) 効果と呼ばれる)、が挙げられる。従って、小スケールの温度ゆらぎのマップは

$$\begin{aligned}(\text{温度ゆらぎのマップ}) \;=\; &(\text{重力レンズによる物質分布マップ})\\ &+(\text{熱的 SZ による銀河団のマップ})\\ &+(\text{OV による速度場のマップ})\\ &+(\text{RS によるポテンシャルの変化量のマップ})\end{aligned}\tag{5}$$

のように、様々な大規模構造のトレーサーのマップとして書き表す事ができる。

このうち、RS を除く成分は、図 5 の右図で ACT 計画の感度と比較してある。熱的 SZ 効果による C_l は ACT の感度に比べて充分大きく、確実に測定できると期待される。熱的 SZ のパワースペクトルは $C_l\propto(\Omega_{\rm b}h)^2\sigma_8^7$ とほとんど σ_8 のみで決まっているため、σ_8 の決定に有用である。最近、干渉計の CBI と BIMA が、晴れ上がり時の CMB では説明できない小スケールの温度ゆらぎの検出を報告した (Mason et al., 2002; Dawson et al., 2002)。これは SZ である可能性があり (図 7)、もしそうならば $\sigma_8=1.04\pm0.12$ が得られる事が分かっている (Komatsu & Seljak, 2002)。

熱的 SZ 効果は非常に特徴的なエネルギースペクトルを持っており (ノート 1 章 7 節)、マルチバンドで観測する事によって他の成分と分ける事ができるため、これを取り除いてより暗い成分を測定する事が可能である (Cooray et al., 2000)。また、この過程で SZ 銀河団のカタログを作る事ができ、これが SPT 計画の目標である。

熱的 SZ の次に明るいのは OV 効果で、これも ACT の感度なら検出可能である。OV 効果を測定すれば電離ガスの速度場の分布に関する情報が得られるが (Vishniac, 1987; Ostriker & Vishniac, 1986)、それから具体的にどのような事が言えるかは、まだはっきりと理解されていない。

重力レンズ効果は小スケールの C_l のアコースティック振動をならしてその上にゆらぎをつくる効果があり (Seljak, 1996a)、これも ACT で検出できる見通しである。重力レンズ効果が測定できれば物質のパワースペクトルを直接測る事ができるため、同スケールでの銀河のパワースペクトルと比較する事で銀河のバイアスを求める事ができる。

RS 効果は OV 効果よりもさらに小さく (Seljak, 1996b)、C_l で直接検出するのは困難である。しかし RS 効果のマップは重力ポテンシャルの変化量のマップと等しいので (Tuluie et al., 1996)、速度場と相関を持たないがポテンシャルの時間変化と相関を持つような他の観測量 (例えばすばる望遠鏡で得られる重力レンズのマッ

[3] 本来は Bardeen の曲率ゆらぎ $\Phi_{\rm H}$ を用いて $\Phi_{\rm H}=\Phi_{\rm H,gaus}+f_{\rm NL}\left(\Phi^2_{\rm H,gaus}-\left\langle\Phi^2_{\rm H,gaus}\right\rangle\right)$ と定義されている。しかし $\Phi_{\rm A}=-\Phi_{\rm H}$ なので、文中の式が成り立つ。

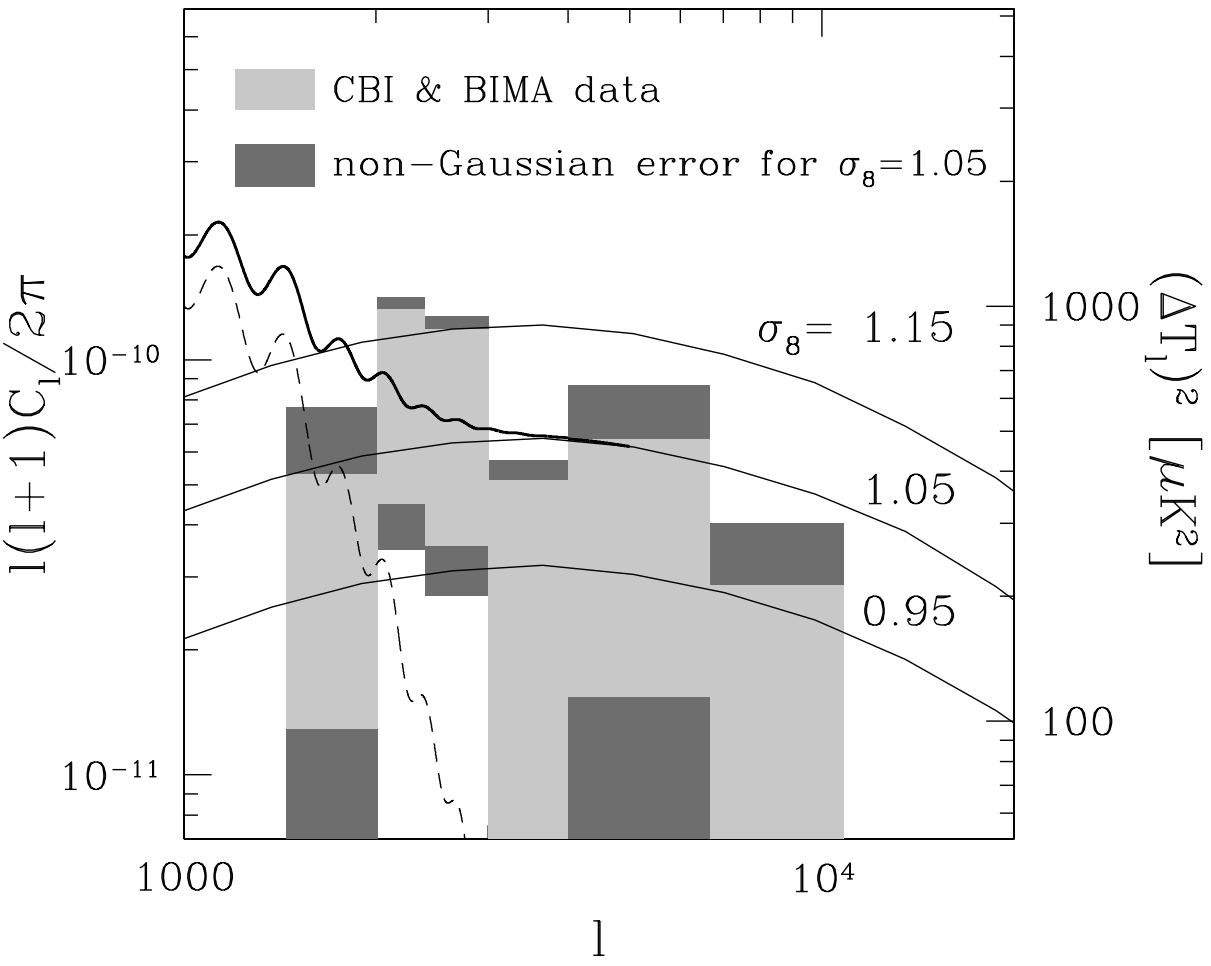

Figure 7: CBI(最初の 4 データ) と BIMA(最後の 2 データ) によって検出された小スケールの温度ゆらぎと、熱的 SZ 効果による C_l (細い 3 本の実線。それぞれ異なる σ_8 に対応) の比較 (Komatsu & Seljak, 2002)。波線は晴れ上がり時に生成される CMB で、太い実線は $\sigma_8 = 1.05$ の SZ と CMB の和。このデータを SZ と解釈する事により、$\sigma_8 = 1.04 \pm 0.12$ を得る。

プ) と相関を取ってやる事で RS 効果のみをピックアップする事が可能である。これは重力ポテンシャルの時間変化を測定しているので、Ω_Λ の時間変化、すなわち w に対して制限が得られるのではないかと期待される。

以上のように、小スケールの温度ゆらぎは大規模構造を様々な切り口から見たトレーサーとなっている。これらの測定を MAP で得られる $l < 800$ の CMB データを組み合わせれば、温度ゆらぎを用いるだけで CMB と大規模構造の情報を組み合わせる事ができ、宇宙論パラメターの決定だけでなく銀河のバイアスや銀河団、大規模構造の進化などに重要な情報が得られるだろう。

7 これから何ができる? (結論にかえて)

これまで、CMB 業界のおおまかな到達点を概観してきたが、ではこれから我々は何をすべきなのだろうか。個人的な意見では、3 つの選択肢があるように思われる。

- 大角度スケール ($l < 600$) で初期宇宙を探る
  インフレーションの起源をつきとめる、あるいは代替理論の存在が示唆されるか? インフレーションで精力的に行われているように、ブレーンやストリング理論を用いて CMB 温度ゆらぎや偏光のパターンに対して詳細な予言をする事ができるか? ゆらぎの非ガウシアン性や等曲率ゆらぎが現れるか、またどのように現れるか。重力波による寄与はどうか。観測的には、原始ゆらぎのパワースペクトルの形、等曲率ゆらぎの有無、非ガウシアン性の有無、重力波寄与の有無をハッキリさせる事が最重要課題である。

- 中角度スケール ($100 < l < 2000$) で宇宙論パラメターを決める
  CMB と他の宇宙論的な観測を組み合わせて、どこまで正確にパラメターを決められるか。ただし、ゆらぎの初期条件に関する仮定に、できるだけ依らずに決められた方が良く、また CMB だけでは縮退して決められないパラメターを決めるのに価値がある。特にダークエネルギーの状態方程式 w をどこまで決められるかが、宇宙論パラメターの中でも特に注目されてくるだろう。なぜなら w を決める事がダークエネルギーの正体解明への突破口となるからである。また、このスケールでパラメターがしっかり決められれば、初期宇宙理論への制限も強くなるはずである。偏光のデータと組み合わせる事により、宇宙の再電離がいつ、どのように起こったかつきとめられるか?

- 小角度スケール ($l > 2000$) で大規模構造を探る
  温度ゆらぎでトレースされる大規模構造のマッピング。クリーンなマッピングが可能なはずである。OV 効果のマップから何を学べるか? そもそも OV 効果のマッピングをする事は可能か? このスケールの温度ゆらぎと同スケールの大規模構造の観測を組み合わせて何が言えるか? また、どのような観測量が組み合わせられるか? この分野は少なくとも 2007 年までは観測データが全く手に入らない状態なので、今のうちに理論を整備しておく必要がある。

現在計画、あるいは実行されている CMB データの質はとにかく素晴らしく、理論とデータの詳細な比較が可能な時代となっている。また、インターネットの普及やコンピューターハード/ソフトウエアの進歩により、誰でも簡単に出版された観測データを扱って研究できるのも注目すべき点である。CMB で言えば MAP が大々的にデータをリリースするが、SDSS のデータも同時期にリリース予定である。2003 年 1 月は大規模、高精度のデータが溢れかえる、観測的宇宙論の新しい時代の幕開けと呼べる。

しかし、逆に言えば競争が激化する、という事でもある。データが出そろった時にはもう遅いという事もありえるので、2007–8 年あたりまでがとりあえず勝負だと思って、今やれる事を考えるべきだろう。

References

Bashinsky, S. & Bertschinger, E. 2001, Phys. Rev. Lett., 87, 81301

Carlstrom, J. E., Holder, G. P., & Reese, E. D. 2002, ARA&A, 40, 643

Cooray, A., Hu, W., & Tegmark, M. 2000, Astrophys. J., 540, 1

Dawson, K. S., Holzapfel, W. L., Carlstrom, J. E., LaRoque, S. J., Miller, A., Nagai, D., & Joy, M. 2002, Astrophys. J., in press (astro-ph/0206012)

de Bernardis, P., Ade, P. A. R., Bock, J. J., Bond, J. R., Borrill, J., Boscaleri, A., Coble, K., Crill, B. P., De Gasperis, G., Farese, P. C., Ferreira, P. G., Ganga, K., Giacometti, M., Hivon, E., Hristov, V. V., Iacoangeli, A., Jaffe, A. H., Lange, A. E., Martinis, L., Masi, S., Mason, P. V., Mauskopf, P. D., Melchiorri, A., Miglio, L., Montroy, T., Netterfield, C. B., Pascale, E., Piacentini, F., Pogosyan, D., Prunet, S., Rao, S., Romeo, G., Ruhl, J. E., Scaramuzzi, F., Sforna, D., & Vittorio, N. 2000, Nature, 404, 955

Fixsen, D. J., Cheng, E. S., Gales, J. M., Mather, J. C., Shafer, R. A., & Wright, E. L. 1996, Astrophys. J., 473, 576

Freedman, W. L., Madore, B. F., Gibson, B. K., Ferrarese, L., Kelson, D. D., Sakai, S., Mould, J. R., Kennicutt, R. C., Ford, H. C., Graham, J. A., Huchra, J. P., Hughes, S. M. G., Illingworth, G. D., Macri, L. M., & Stetson, P. B. 2001, Astrophys. J., 553, 47

Halverson, N. W., Leitch, E. M., Pryke, C., Kovac, J., Carlstrom, J. E., Holzapfel, W. L., Dragovan, M., Cartwright, J. K., Mason, B. S., Padin, S., Pearson, T. J., Readhead, A. C. S., & Shepherd, M. C. 2002, Astrophys. J., 568, 38

Hanany, S., Ade, P., Balbi, A., Bock, J., Borrill, J., Boscaleri, A., de Bernardis, P., Ferreira, P. G., Hristov, V. V., Jaffe, A. H., Lange, A. E., Lee, A. T., Mauskopf, P. D., Netterfield, C. B., Oh, S., Pascale, E., Rabii, B., Richards, P. L., Smoot, G. F., Stompor, R., Winant, C. D., & Wu, J. H. P. 2000, Astrophys. J., 545, L5

Hu, W. & Sugiyama, N. 1995, Astrophys. J., 444, 489

Hu, W. & White, M. 1996, Astrophys. J., 471, 30

—. 1997, Phys. Rev. D, 56, 596

Kamionkowski, M., Spergel, D. N., & Sugiyama, N. 1994, Astrophys. J., 426, L57

Komatsu, E. & Seljak, U. 2002, Mon. Not. R. Astron. Soc., in press (astro-pg/0205468)

Komatsu, E. & Spergel, D. N. 2001, Phys. Rev. D, 63, 63002

Komatsu, E., Wandelt, B. D., Spergel, D. N., Banday, A. J., & Górski, K. M. 2002, Astrophys. J., 566, 19

Lineweaver, C. H., Tenorio, L., Smoot, G. F., Keegstra, P., Banday, A. J., & Lubin, P. 1996, Astrophys. J., 470, 38

Mason, B. S. et al. 2002, astro-ph/0205384

Mather, J. C., Cheng, E. S., Eplee, R. E., Isaacman, R. B., Meyer, S. S., Shafer, R. A., Weiss, R., Wright, E. L., Bennett, C. L., Boggess, N. W., Dwek, E., Gulkis, S., Hauser, M. G., Janssen, M., Kelsall, T., Lubin, P. M., Moseley, S. H., Murdock, T. L., Silverberg, R. F., Smoot, G. F., & Wilkinson, D. T. 1990, Astrophys. J., 354, L37

O'Meara, J. M., Tytler, D., Kirkman, D., Suzuki, N., Prochaska, J. X., Lubin, D., & Wolfe, A. M. 2001, Astrophys. J., 552, 718

Ostriker, J. P. & Vishniac, E. T. 1986, Astrophys. J., 306, L51

Page, L. 2000, preprint (astro-ph/0012214)

Pearson, T. J., Mason, B. S., Readhead, A. C. S., Shepherd, M. C., Sievers, J. L., Udomprasert, P. S., Cartwright, J. K., Farmer, A. J., Padin, S., Myers, S. T., Bond, J. R., Contaldi, C. R., Pen, U.-L., Prunet, S., Pogosyan, D., Carlstrom, J. E., Kovac, J., Leitch, E. M., Pryke, C., Halverson, N. W., Holzapfel, W. L., Altamirano, P., Bronfman, L., Casassus, S., May, J., & Joy, M. 2002, Astrophys. J., submitted (astro-ph/0205388)

Peebles, P. J. E. & Yu, J. T. 1970, Astrophys. J., 162, 815

Sachs, R. K. & Wolfe, A. M. 1967, Astrophys. J., 147, 73

Seljak, U. 1996a, Astrophys. J., 463, 1

—. 1996b, Astrophys. J., 460, 549

Seljak, U. & Zaldarriaga, M. 1996, Astrophys. J., 469, 437

Smoot, G. F., Bennett, C. L., Kogut, A., Aymon, J., Backus, C., de Amici, G., Galuk, K., Jackson, P. D., Keegstra, P., Rokke, L., Tenorio, L., Torres, S., Gulkis, S., Hauser, M. G., Janssen, M. A., Mather, J. C., Weiss, R., Wilkinson, D. T., Wright, E. L., Boggess, N. W., Cheng, E. S., Kelsall, T., Lubin, P., Meyer, S., Moseley, S. H., Murdock, T. L., Shafer, R. A., & Silverberg, R. F. 1991, Astrophys. J., 371, L1

Smoot, G. F., Bennett, C. L., Kogut, A., Wright, E. L., Aymon, J., Boggess, N. W., Cheng, E. S., de Amici, G., Gulkis, S., Hauser, M. G., Hinshaw, G., Jackson, P. D., Janssen, M., Kaita, E., Kelsall, T., Keegstra, P., Lineweaver, C., Loewenstein, K., Lubin, P., Mather, J., Meyer, S. S., Moseley, S. H., Murdock, T., Rokke, L., Silverberg, R. F., Tenorio, L., Weiss, R., & Wilkinson, D. T. 1992, Astrophys. J., 396, L1

Starobinsky, A. A. 1985, Sov. Astron. Lett., 11, 133

Tuluie, R., Laguna, P., & Anninos, P. 1996, Astrophys. J., 463, 15

Vishniac, E. T. 1987, Astrophys. J., 322, 597

Wands, D., Bartolo, N., Matarrese, S., & Riotto, A. 2002, Phys. Rev., D66, 043520

Wang, X., Tegmark, M., & Zaldarriaga, M. 2002, Phys. Rev. D, 65, 123001

Zaldarriaga, M. 1997, Phys. Rev. D, 55, 1822

Zeldovich, Y. B. & Sunyaev, R. A. 1969, Ap&SS, 4, 301