

初期宇宙への新たな窓：CMB スカラー、ベクトル、テンソルバイスペクトル



白石 希典

〈名古屋大学大学院理学研究科 〒464-8602 名古屋市千種区不老町〉

e-mail: mare@nagoya-u.jp

初期揺らぎの非ガウス性は、インフレーションモデルを決定づける重要な性質であり、CMB バイスペクトルを用いた精査が盛んに行われている。筆者らは近年、このような研究にベクトル、テンソル型摂動の寄与を新たに取り入れることによって、スカラー型摂動からは生じえない多様で興味深いシグナルが生まれることを発見した。本稿では、その詳細をなるべく数式を使わない形で示していく。

1. はじめに

たまに満天の星空を見上げながら日常生活を送るなかで、この世界はどのように作られ、多様な構造をもつわれわれが誕生したのか、ふと思いを馳せたことはないだろうか。幼少期の筆者はそのような疑問をよく抱いていたが、親どのおしゃべりに触発され、やがてその答えを宇宙論研究に求めることになる。

筆者が大学院に入り宇宙論研究を始めた頃は、まさに精密宇宙論の時代であった。WMAP 実験¹⁾ や SDSS プロジェクト²⁾ などをはじめとする宇宙論的密度揺らぎの観測によって、その発展を決めるパラメーターであるバリオン、ニュートリノ、ダークマター、ダークエネルギーのエネルギー密度や、ハッブル定数、曲率、宇宙の電離度などが数パーセントの精度で決定された。さらに、宇宙論的密度揺らぎの初期条件となるパラメーターの推定も可能となり、観測データをもってインフレーション期の物理状態にアクセスすることが可能となった¹⁾。

このような研究において、まず用いられる統計量は、密度揺らぎの2点相関関数（フーリエ空間

ではパワースペクトルという）である。これは、揺らぎの分散に対応する量であり、揺らぎの濃淡をスケールの関数として表す。現在観測される宇宙マイクロ波背景放射（CMB）や物質分布の揺らぎのパワースペクトルは、インフレーション期に地平線の外に引き延ばされたスカラー場などの密度揺らぎのパワースペクトルを起源にもつ。この初期密度揺らぎが量子揺らぎの中で作られたと考えると、その統計分布は完全な正規分布（ガウシアン）に従うと考えられる。この場合、揺らぎの平均値（=0）とその分散（=パワースペクトル）のみで分布関数が決まる。一方で、初期揺らぎがガウシアンから逸脱している、つまり、非ガウス性をもっている場合、2点より高次の相関関数も値をもつことになる。したがって、観測データから初期揺らぎの非ガウス性を抽出するためには、パワースペクトルのみを用いる解析では不十分である。

次章で詳しく議論するが、初期揺らぎの非ガウス性は、インフレーション期の物理状態を強く反映しており、星の数ほど存在するインフレーションモデルから正しいものを見つけるための重要な観測的指標となっている。特に21世紀に入って、

初期揺らぎの非ガウス性を精査すべく、理論、観測両面からの研究が精力的に行われてきた。相関関数は高次になればなるほど情報量が飛躍的に増えるため、そのデータ処理に多大な時間がかかる。それにもかかわらず、最適な計算手法の構築とコンピューターの処理速度の向上のおかげで、現在では3点、4点相関関数（それぞれ、バイスペクトル、トリスペクトルという）を用いた解析が有用となっている。来年公開が予定されているPLANCK衛星³⁾のデータを用いると、CMBバイスペクトルを用いた解析からガウシアン⁴⁾の 10^{-5} 倍程度の大きさの非ガウス性まで検出できる。

このCMBバイスペクトルを用いた非ガウス性の理論解析において、従来は、宇宙論的摂動論における自由度の一つであるスカラー型摂動の影響のみが考えられてきた。ところが後述のように、宇宙論的摂動論にはベクトル、テンソル型摂動という別の自由度も存在しており、完全な議論のためにはこれらの寄与も考慮されるべきである。このベクトル、テンソル型摂動は、スカラー型摂動とは別のスピン依存性をもっているため、これまで計算されてきたものとは全く異なる興味深いシグナルを作る可能性を秘めている。これらを動機として、筆者らは近年、ベクトル、テンソル型摂動の依存性も含めたCMBバイスペクトルの一般的な計算方法を開発し^{4), 5)}、さまざまなインフレーションシナリオが予言するCMBバイスペクトルを計算してきた。その過程で、種磁場起源のバイスペクトル⁶⁾⁻⁹⁾や、パリティ対称性、回転対称性を破るようなバイスペクトル¹⁰⁾⁻¹²⁾の詳細な解析に成功した。

本稿ではまず、初期密度揺らぎの非ガウス性に関する簡単なレビューを行い、筆者らが新たに得た上述の研究結果を解説していく。

2. 初期揺らぎの非ガウス性

2.1 非ガウス性の大きさ

初期揺らぎの非ガウス性の度合い、波数依存性は、インフレーションモデルに強く依存する。ガウシアンを実現するためには、初期揺らぎは線形な物理過程で生成され成長する必要がある。裏を返せば、インフレーション中に何らかの非線形な物理過程があると、初期揺らぎの中に非ガウス性が作られるのである。インフレーション中の初期密度揺らぎは、重力と共進化してきたと考えられる。相対論に代表される重力理論の微分方程式は非線形であるため、たとえ初期揺らぎがランダムな量子揺らぎの中で作られたとしても、インフレーション終了時の揺らぎは少なからず非ガウス性をもっているはずである。そのほかにも、インフレーション時の作用に非線形相互作用項が含まれている場合や、複数の場がある場合にも非ガウス性は生成されうる。例えば、一般相対論下で単一スカラー場によって引き起こされるインフレーションを考えた場合、計量やスカラー場の揺らぎはほぼ線形な微分方程式に従って進化するため、それらの非ガウス性は非常に小さくなる。その一方で、インフレーションを起こすスカラー場以外に宇宙論的揺らぎを生成する別の場がある場合（例：カーバトンシナリオ^{13), 14)}）や、修正重力理論下で出てくる非線形微分相互作用が大きく寄与する場合には、現在の観測で引っかかるようなレベルにまで増幅されうる^{*1)}。

2.2 非ガウス性とベクトル、テンソル型摂動

以上はすべて、スカラー型摂動に付随する非ガウス性の話であるが、ベクトル、テンソル型摂動においても大きな非ガウス性が作られる可能性がある。宇宙論的摂動論において、計量揺らぎ、各要素の密度揺らぎ、速度分散の時間発展を追う際には、ボルツマン方程式やアインシュタイン方程

*1) スカラー型摂動における初期揺らぎの非ガウス性に関するより詳細な議論は、向山氏と日影氏による日本物理学会誌の記事を参照されたい^{15), 16)}。

式をこれらの量で摂動展開して地平線スケールまで解く、ということをする。その際に、それぞれの摂動量をスピン依存性をもつ適当な演算子で分解すると、線形の範囲では方程式が独立になり解析が簡単になる。このように分解された摂動量を、それぞれ、スカラー ($\lambda=0$)、ベクトル ($\lambda=\pm 1$)、テンソル ($\lambda=\pm 2$) 型摂動という。ここで、 λ がそれぞれの摂動型に付随するスピンの値を表す^{*2}。この中でスカラー型の摂動量は、例えば物質の密度揺らぎ、ニュートンポテンシャル、曲率揺らぎ^{*3}であり、われわれとなじみのある物理量に対応している。テンソル型の計量揺らぎは、いわゆる重力波である。CMB観測からインフレーション起源の重力波の大きさは、曲率揺らぎの10%以下であることがわかっている¹⁾。ベクトル型摂動は、発散なしで回転している渦のような物理量を表す。空間の引きずりの効果を表すベクトル型の計量揺らぎは、特別なソースが存在しない限り減衰していく一方であるため、標準宇宙論の枠組みでは無視される。このため、ベクトル型摂動はいささかなじみのない物理量となっている。

上記のように、通常の宇宙論を考えるうえで、スカラー型摂動に比べてベクトル、テンソル型摂動の寄与は小さく、その非ガウス性の大きさも取るに足らないものとなる。しかし、磁場のような特異な非ガウスソースが存在する初期宇宙モデルを考えると、スカラー型摂動と同程度以上の非ガウス性を生み出す場合がある。また、ある種の高次元宇宙モデルでは、通常のシナリオで仮定される回転対称性やパリティ対称性の破れを予言し、それらはベクトル、テンソル型摂動に付随するスピン依存性を通して、宇宙論に影響を与える。このような例は、CMBバースペクトルを用

いた非ガウス性の制限に関する研究において、スカラー型摂動だけでなく、ベクトル、テンソル型摂動の寄与を考慮することへの大きな動機となる。

2.3 非ガウス性の形

揺らぎの非ガウス性を定量化するには、2点以上の多点相関関数の大きさを求めればよい。以下では、その最低次であるバースペクトルに着目する。ここで、バースペクトルが非ゼロであれば非ガウス性が有限であるということを、心に留めておいてもらいたい。初期揺らぎのバースペクトルは、フーリエ空間で定義される初期揺らぎを三つ掛け合わせたもののアンサンブル平均であるため、三つの波数ベクトルを引数にもつが、その依存性は初期宇宙モデルによりけりである。例えば、上述の単一スカラー場によるインフレーションやカーバトンシナリオの予言するスカラー型計量揺らぎ(曲率揺らぎ)のバースペクトルは、一つの波数が他の二つの波数よりとても短い極限($k_2 \ll k_1 \sim k_3$)において急激に増幅される(図2)。このような波数依存性をもつバースペクトルは、実空間で見ると局所化した非ガウス揺らぎに対応するため、「局所型」(local type)と呼ばれている。また、非線形微分相互作用から生じる曲率揺らぎのバースペクトルは「正三角形型」(equilateral type)に分類され、三つの波数が同じ極限($k_1 \sim k_2 \sim k_3$)において最大となる(図5)。このほかにも、波数の変化に応じて符号が逆転する「直交型」(orthogonal type)のバースペクトルを実現するモデルも存在する。

ここで強調すべきことは、バースペクトルの形を観測的に特定できれば、背後の初期宇宙モデルを詳細に選別できるということである。特にスカラー型に関しては、それぞれのバースペクトルの

^{*2} ベクトル、テンソル型摂動は、座標を $2\pi/\lambda$ 回転しても不変であるような量である。このスピン依存性のため、ベクトル、テンソル型摂動はCMB揺らぎのBモード偏光成分を生成する。

^{*3} 計量の空間成分を $g_{ij} = a^2(1+2\mathcal{R})\delta_{ij}$ としたときの \mathcal{R} を曲率揺らぎという。地平線外ではゲージによらない量であるので、初期スカラー型計量揺らぎの指標としてしばしば用いられている。

大きさに対する観測的制限が得られており、現在のところ3種類すべてゼロと無矛盾である¹⁾。しかし、観測データの精度が上がれば、ゼロが棄却され、インフレーションの詳細が明らかになる日がくるかもしれない。

3. CMBバイスペクトルの一般表式の構築を目指して

宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) とは、水素の再結合期にバリオンとの相互作用から逸脱し、以後宇宙空間を自由に運動している光子のことである。現在では、全天平均が2.725 K、空間的な揺らぎが約 (10^{-5}) K の輻射として観測されている。CMB揺らぎは、インフレーション起源の密度揺らぎを初期条件とし、バリオン、ニュートリノ、ダークマター、ダークエネルギーなどとの重力相互作用やトムソン散乱を介して生成される。その発展過程において2次的に作られる非ガウス性がほとんどないと仮定すると、CMB揺らぎの非ガウス性は初期密度揺らぎの非ガウス性によって決まることになる^{*4}。

CMB揺らぎは2次元天球に分布しているため、

$$\frac{\Delta X^{(Z)}(\hat{n})}{X^{(Z)}} = \sum_{\ell m} a_{X, \ell m}^{(Z)} Y_{\ell m}(\hat{n}), \quad (1)$$

というように球面調和関数展開を用いて定量化される。ここで、 $Z (=S, V, T)$ はスカラー、ベクトル、テンソル型摂動を表すラベル、 $X (=I, E, B)$ は温度場 (Iモード) と二つの偏光場 (E, Bモード) を表すラベルであり、すべての種類の摂動型やCMB場に対応する表式となっていることがわかる。この展開係数である $a_{X, \ell m}^{(Z)}$ の端的な表式として、スカラー型摂動に関するものは以前から知られていたが、ベクトル、テンソル型摂動に関するものはスピン依存性のせいで煩雑になること

もあって、先行研究では決して与えられていなかった。筆者らはまず、適当な数学関数を駆使してこの表式を構築し、スカラー型と同様にベクトル、テンソル型においても $a_{X, \ell m}^{(Z)}$ が初期揺らぎに比例した形で書かれることを示した。CMBバイスペクトルは、この $a_{X, \ell m}^{(Z)}$ を三つ掛け合わせ、アンサンブル平均をとることによって表される。したがって、CMBバイスペクトルは初期揺らぎのバイスペクトルに比例する形となる。実際のCMBバイスペクトルの計算では、フーリエ空間で定義された初期揺らぎのバイスペクトルをCMBバイスペクトルが定義される多重極空間での表式に変換する作業が必要となる。この際に、フーリエ空間での角度積分を行う必要があるが、ベクトル、テンソル型摂動が入るとスピン依存性のためスカラー型の場合よりとても複雑になる。筆者らは、これをクレプシュ-ゴルダン級数と同等なウィグナー記号という数学関数を用いて一般的に計算する方法を開発した。この作業は量子力学で出てくる角運動量の合成に対応しているといえ、理解しやすいであろう。

このような計算を通してわかったことの一つとして、初期揺らぎのバイスペクトルが統計的に一様等方であれば、CMBバイスペクトルは摂動型によらず回転不変である、ということがある^{*5}。この場合、角運動量を合成した際に出る選択則によって、CMBバイスペクトルの引数である三つの多重極 l_1, l_2, l_3 の取りうる範囲が、

$$|l_2 - l_3| \leq l_1 \leq l_2 + l_3, \quad (2)$$

に限られる。したがって、この条件を満たさない多重極空間では、CMBバイスペクトルがゼロとなる。

上記の定式化によって、ソースや初期宇宙モデ

^{*4} 文献18などによれば、2次的に生成される非ガウス性の大きさは、ガウシアンの部分の 10^{-5} 倍程度である。初期揺らぎの非ガウス性がこれより十分大きければ、この仮定は妥当である。

^{*5} このような至極当然の主張でさえも、ベクトル、テンソル型摂動から生じる複雑な角度積分のせいで、導けなくなってしまう¹⁸⁾。

ルによらずあらゆる摂動型から作られる CMB バイスpekトルの計算が可能となった。次章では、この計算によって筆者らが得た新たな研究成果をケースごとに説明していく。

4. 原始磁場の作る CMB バイスpekトル

近年、銀河、銀河団にマイクロガウスレベルの磁場が存在することが観測的に明らかとなってきた。同時に、これら大局的磁場の起源をインフレーション期に求める研究が盛んに行われている。最も考えられているシナリオは、量子揺らぎの中で作られたベクトル場がインフレーションによって大局的に広がり、磁場になって残るといったものである。このようにして生じた種磁場の統計性は当然ガウシアンであるが、磁場の非等方圧は磁場の2乗依存性をもつため非ガウス性に従う。この非等方圧が各摂動型の CMB 揺らぎを生成することになる。

図1には、CMB 揺らぎを作る各成分と磁場との相互作用が描かれている。これを見ればわかるように、まず、磁場が重力を通して計量揺らぎ(メトリック)に寄与し、CMB 揺らぎを作る。より詳しく言えば、輻射優勢期でニュートリノが脱結合する前までは、磁場の非等方圧がアインシュ

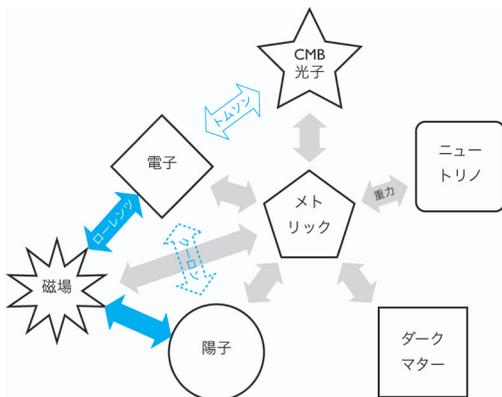


図1 磁場と宇宙論的揺らぎを形成する他の要素との相互作用。

タイン方程式のソース項になり、地平線外での計量揺らぎを増幅する。しかしやがてニュートリノが脱結合すると、ニュートリノの非等方圧が磁場の非等方圧を打ち消し、増幅は止まる。この計量揺らぎの増加分が新たな CMB 揺らぎを作るのである。この効果は、スカラー型とテンソル型の揺らぎにおいて顕著に現れる。他方で磁場は、再結合期にもローレンツ力を介して電子や陽子の運動を促進し、トムソン散乱を通して CMB 揺らぎに影響を与える。この効果によって、小スケールのベクトル型揺らぎが顕著に増幅される。ローレンツ力は磁場の非等方圧に比例する形で書かれることを思い出せば、すべての摂動型の CMB 揺らぎが非ガウシ的な磁場非等方圧によって生成される、ということが理解できる。

図2では、種磁場の非等方圧から作られる曲率揺らぎのバイスペクトルを描いている。これを見ると、その形状は「局所型」に近いことがわかる。これは、磁場の非等方圧の実空間での表式が局所的になっていることの現れである。なお、ベクトル、テンソル型摂動のバイスペクトルも同様の形状をしている。

種磁場から作られる温度成分の CMB バイスpekトル

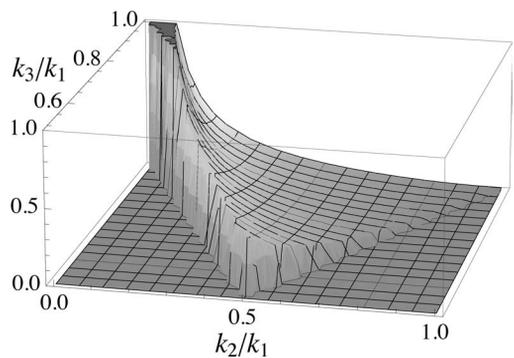


図2 ほぼスケール不変な種磁場から生成される曲率揺らぎのバイスペクトル。x, y軸は波数の大きさの比であり、z軸はバイスペクトルの大きさを表している。図の左奥の領域 ($k_2 \ll k_1 \sim k_3$) で急激に大きくなっており、「局所型」に近い形になっている。

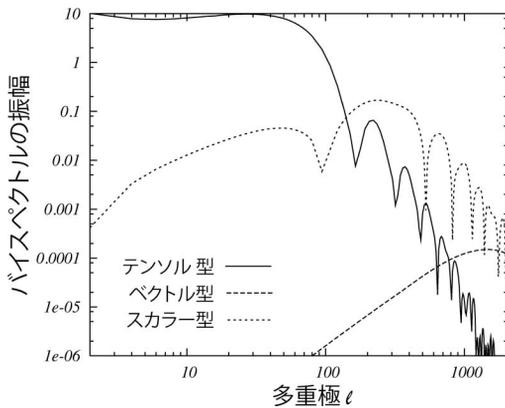


図3 種磁場が作る温度成分のCMBバイスペクトル. 多重極は $l_1=l_2=l_3 \equiv l$ に固定している. ここでは, ほぼスケール不変な磁場を仮定し, 1 Mpcで規格化された磁場の大きさを4.7ナノガウス, 磁場の生成時期をGUTスケール(赤方偏移で 10^{27} 程度)としている.

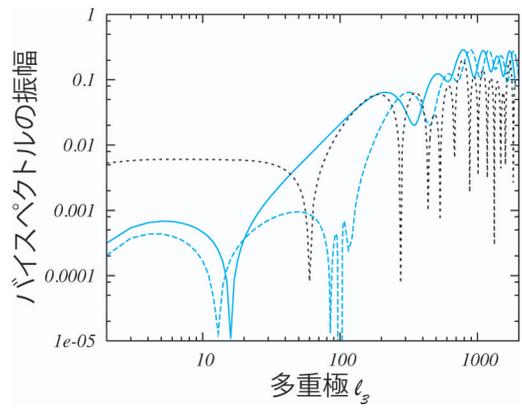


図4 回転対称性を破る非ガウス性から作られる温度成分のCMBバイスペクトル. 青実線は $(l_1, l_2) = (102+l_3, 100)$, 青破線は $(|100-l_3|-2, 100)$, 黒点線は $(100+l_3, 100)$ と固定したときのスペクトルである. 磁気量子数は, $m_1 = m_2 = m_3 = 0$ に固定してある. 青線は式(3), 黒線は式(2)を満たしている.

クトルは図3のようになる. これを見ると, $l \leq 100$ では重力ポテンシャルの変化による増幅によってテンソル型が, $100 \leq l \leq 2,000$ では音響振動によってスカラー型が, $2,000 \leq l$ では磁気ローレンツ力による増幅によってベクトル型が支配的となっていることがわかる. つまり, 摂動型によって全く違う l 依存性をもっているのである. WMAP衛星の分解能($l \sim 500$)までシグナルノイズ比を計算すると, 1 Mpcで規格化された磁場の大きさが3ナノガウス程度であればシグナルを検出できるという結果を得た. その計算ではテンソル型摂動が最も大きく寄与しており, スカラー型摂動の依存性のみを考慮した場合に比べて5倍もシグナルが大きくなっている. 将来観測でこれより大きな l (小スケール)まで見えるようになると, スカラー型摂動やベクトル型摂動の依存性も効いてくるであろう. これらの見積もりから, 磁場の制限の際にはCMBバイスペクトルにベクトル, テンソル型摂動を含めることが必要不可欠であるとわかる.

5. CMBバイスペクトルにおける回転対称性の破れ

インフレーションはスカラー場によって引き起こされるが, そのスカラー場が何らかのベクトル場と結合をもっていた場合非等方的な加速膨張が起き, 最終的に生じるスカラー型摂動もベクトル場(ベクトル型摂動)のもつ方向依存性を受け継ぐことになる¹⁹⁾. CMBパワースペクトルを用いた非等方度合いの制限は多数の研究者によってすでになされており, せいぜい等方成分の10%であることがわかっている²⁰⁾. しかし, このようなインフレーションモデルの中には, 非等方性を含んだ大きな非ガウス性を予言するものも存在し, その場合CMBバイスペクトルを用いた制限が重要となる²¹⁾.

筆者らは, このようなインフレーションモデルで作られる曲率揺らぎのCMBバイスペクトルへの影響を具体的に計算し, 式(2)に示される範囲に加えて

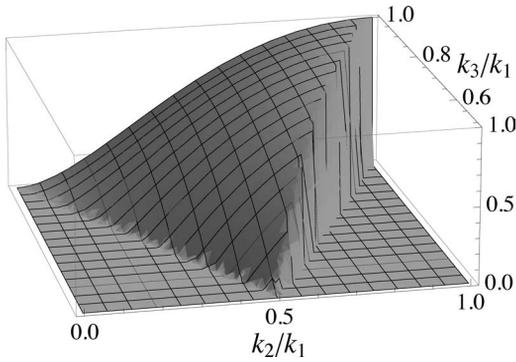


図5 パリティを破るテンソル型摂動のバイスペクトルの一例. x, y 軸は波数の大きさの比であり, z 軸はバイスペクトルの大きさを表している. 図の右奥の領域 ($k_1 \sim k_2 \sim k_3$) で最大の値をとっており, 「正三角形型」に近い形になっている.

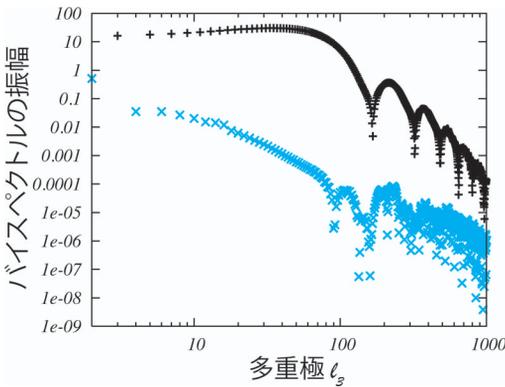


図6 テンソル型摂動の非ガウス性から生成される温度成分のCMBバイスペクトル (=IIIスペクトル). 黒点 (+) がパリティ偶の非ガウス性, 青点 (x) がパリティ奇の非ガウス性から出るシグナルを表している. ここでは, $l_1 = 2 = l_2 - 1 = l_3$ と固定している.

$$l_1 = |l_2 \pm l_3| \pm 2, \quad (3)$$

を満たす多重極配位でも値をもつことを示した. さらに, このシグナルは式(2)の範囲にあるシグナルに匹敵する大きさであることを発見した(図4). これは, 方向依存性のない, つまり, 回転不変である非ガウス性には決して現れないシグ

ナルであるため, 観測データからインフレーション期の非等方性の大きさを判断するうえで極めて重要な情報となる.

6. CMBバイスペクトルにおけるパリティ対称性の破れ

高次元重力理論の低エネルギー有効理論の中で, パリティを破る初期揺らぎのパワースペクトルが生じることが従来より主張されており, CMBパワースペクトルの温度-Bモード相関 (IBスペクトル) の有無を調べることで, この検証がなされてきた. この先行研究によると, パリティの破れは観測的にゼロと矛盾がない^{1), 22)}. しかし, バイスペクトルレベルでパリティの破れが表れる可能性もあり, それは先行研究では決して考慮されていないCMBバイスペクトルを用いた検証が必要となる.

ここでまず, パリティの破れた初期揺らぎの非ガウス性とはどのようなものであるか考えてみよう. パリティ不変な物理量とは, パリティ変換 (=座標の空間反転) しても不変な物理量のことである. 身近な例でいえば, 位置ベクトルや速度ベクトルなどはパリティ不変な (=パリティ偶の) 物理量であるが, 角運動量などの奇数回の外積演算で定義される物理量はパリティ不変性を破る (=パリティ奇である). 作用レベルの議論においても同様のことが言える. すなわち, パリティ不変性を破る非線形相互作用は外積演算を奇数個含んでおり, そこからはパリティの破れた初期揺らぎの非ガウス性 (バイスペクトル) が生じる.

CMBバイスペクトルのパリティは, ソースとなる初期揺らぎのバイスペクトルのパリティとCMB場が持っているパリティ *⁶との掛け算で決まる. すなわち, パリティ偶 (奇) である初期バイスペクトルから生じる III, IIE, IEE, IBB, EEE,

*6 温度場 (I), Eモード偏光場 (E) はパリティ偶, Bモード偏光場 (B) は, パリティ奇である. 視覚的なイメージは, 例えば, 文献23などから得ることができる.

EBBスペクトルはパリティ偶（奇）であり，IIB, IEB, EEB, BBBスペクトルはパリティ奇（偶）となる。

では，CMBバイスペクトルにおいてパリティの違いがどこに現れてくるのかを見ていこう。パリティ偶（ $P=0$ ），奇（ $P=1$ ）であるCMBバイスペクトルは，実空間では

$$\left\langle \prod_{i=1}^3 \frac{\Delta X_i(\hat{n}_i)}{X_i} \right\rangle = (-1)^P \left\langle \prod_{i=1}^3 \frac{\Delta X_i(-\hat{n}_i)}{X_i} \right\rangle, \quad (4)$$

と書かれる。ここで，ブラケットはアンサンブル平均を表す。この表式に式(1)を代入し， $Y_{\ell m}(-\hat{n}) = (-1)^{\ell} Y_{\ell m}(\hat{n})$ という関係を用いて整理すると，CMBバイスペクトルがパリティ偶である場合は $\ell_1 + \ell_2 + \ell_3 = \text{even}$ ，パリティ奇である場合は $\ell_1 + \ell_2 + \ell_3 = \text{odd}$ を満たすことが直ちにわかる。このことは，CMBバイスペクトルからパリティ偶奇の情報をそれぞれ独立に取り出すことを可能にする。ゆえに，例えばIIIスペクトルを用いてパリティ不変な初期非ガウス性のシグナルを解析しようと思うなら $\ell_1 + \ell_2 + \ell_3 = \text{even}$ を，初期非ガウス性におけるパリティの破れを確かめたいのであれば $\ell_1 + \ell_2 + \ell_3 = \text{odd}$ を満たす多重極を調べればよい（図7参照）。

この多重極空間における情報の分離は，CMBパワースペクトルでは見られない現象である。なぜなら，回転不変であるという条件から $\ell_1 = \ell_2$ が要請され， $\ell_1 + \ell_2 = \text{even}$ ，つまり，パリティ偶のシグナルしか許されないからである。したがって，パリティの破れた（＝パリティ奇の）初期パワースペクトルのシグナルは，パリティ奇の組み合わせであるIB, EBスペクトルにしか反映されないのである*7。CMBバイスペクトルを用いれば，温度場のみからでも初期パリティの情報を引き出せるのに対して，CMBパワースペクトルでは，Bモード偏光が必要なのである。

図6に，パリティを破っているテンソル型摂動

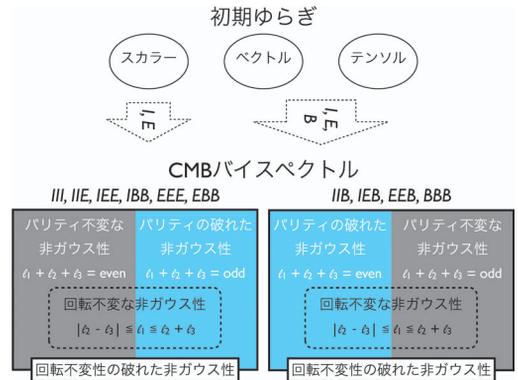


図7 初期揺らぎの非ガウス性から作られるCMBバイスペクトルのフローチャート。下部では，非ガウス性に付随する対称性の情報が，多重極空間でどこに表れるか示している。例えば，式(3)で示されている多重極配置は，パリティは保存しているが回転対称性は破れている場合なので，左下図の灰色部分で点線枠外の領域に属する。

の非ガウス性²⁴⁾（図5）から生じるCMBバイスペクトルの一例を示す。これを見ると確かに，パリティ偶の非ガウス性のシグナルとパリティ奇の非ガウス性のシグナルが互いに異なる ℓ に現れている。また，ここには示していないが，IIB, EBB, BBBなどの他のスペクトルでも同様のことが起きる。この性質を利用して，CMBバイスペクトル（特に，一番シグナルが大きいIIIスペクトル）からインフレーション時のパリティ不変性の破れに対して新たな観測的制限をつけることが期待されている。

7. まとめと今後の展望

本稿では，筆者らが行っている初期揺らぎの非ガウス性に関する最新の研究結果を紹介してきた。筆者らの研究の肝は，CMBバイスペクトルを用いた非ガウス性の推定に，スカラー型摂動だけでなくベクトル，テンソル型摂動の効果も取り入れたということである。ベクトル，テンソル型

*7 もし回転不変性が破れていれば $\ell_1 + \ell_2 = \text{odd}$ が許されるので，初期パワースペクトルにおけるパリティの破れはII, IE, EE, BBスペクトルにも反映される。

摂動は、スカラー型摂動とは違ってスピンの依存する物理量であるため、それらの縮約から作られるバイスペクトルには複雑な波数依存性が含まれる。これをうまく処理しCMBバイスペクトルに接続させるのはなかなか骨の折れる作業であり、その計算手法の開発に実に1年を費やした。類似の先行研究が見事なまでに一切存在しなかったという点も、その困難さの裏づけとなるであろう。しかし、この複雑な波数依存性が功を奏し、今まで考えられてこなかったような非常に多様で興味深いシグナルを生み出す結果となった。

CMBバイスペクトルの中にベクトル、テンソル型摂動の影響を考える重要性は、4章で議論した種磁場のケースで理解していただけたであろう。5, 6章で議論した回転対称性、パリティ対称性を破るCMBバイスペクトルは、それぞれの対称性を破っていないケースとは異なる多重極空間にシグナルをもっていたが、これは、ベクトル、テンソル型摂動起源の複雑な波数依存性、スピン依存性を経て初めて出てくる現象である。理論計算から導かれるこれらの多様なシグナル(図7参照)の有無をCMB観測データを用いて検証することが、正確な初期宇宙描像の構築につながる。

これらベクトル、テンソル型摂動から作られるCMBバイスペクトルの最終的な解析表式は、スピン依存性が原因でスカラー型のそれより複雑な形になる。このため、観測データから非ガウス性を抽出する際にはスカラー型の場合より多くの計算時間が必要となる。この処理方法を確立し、ベクトル、テンソル型摂動の非ガウス性に対する観測的制限を実際に得ることが、今後の課題であろう。

謝 辞

まず、本稿の執筆を助めてくださった市来浄興氏や編集委員の方々に、感謝の意を申し上げます。併せて、原稿の完成が遅れ、数々のご迷惑をおかけしましたこととお詫び申し上げます。

参考文献

- 1) Komatsu E., et al., 2011, *Astrophys. J. Suppl.* 192, 18
- 2) Tegmark M., et al., 2006, *Phys. Rev. D* 74, 123507
- 3) Planck Collaboration, (arXiv:astro-ph/0604069)
- 4) Shiraishi M., et al., 2010, *Phys. Rev. D* 82, 103505
- 5) Shiraishi M., et al., 2011, *Prog. Theor. Phys.* 125, 795
- 6) Shiraishi M., et al., 2010, *Phys. Rev. D* 82, 121302
- 7) Shiraishi M., et al., 2011, *Phys. Rev. D* 83, 123523
- 8) Shiraishi M., et al., 2011, *Phys. Rev. D* 83, 123003
- 9) Shiraishi M., et al., 2012, *JCAP* 1203, 041
- 10) Shiraishi M., Yokoyama S., 2011, *Prog. Theor. Phys.* 126, 923
- 11) Shiraishi M., et al., 2011, *Prog. Theor. Phys.* 126, 937
- 12) Shiraishi M., 2012, *JCAP* 1206, 015
- 13) Moroi T., Takahashi T., 2001, *Phys. Lett. B* 522, 215
- 14) Lyth D. H., et al., 2003, *Phys. Rev. D* 67, 023503
- 15) 向山信治, 2012, *日本物理学会誌* 67, 95
- 16) 日影千秋, 2012, *日本物理学会誌* 67, 108
- 17) Nitta D., et al., 2009, *JCAP* 0905, 014
- 18) Kahniashvili T., Lavrelashvili G., 2010, (arXiv: 1010.4543 [astro-ph.CO])
- 19) Watanabe M.-a., et al., 2010, *Prog. Theor. Phys.* 123, 1041
- 20) Groeneboom N. E., Eriksen H. K., 2009 *Astrophys. J.* 690, 1807
- 21) Yokoyama S., Soda J., 2008, *JCAP* 0808, 005
- 22) Saito S., Ichiki K., Taruya A., 2007, *JCAP* 0709, 002
- 23) <http://cosmology.berkeley.edu/~yuki/CMBpol/CMBpol.htm>
- 24) Maldacena J. M., Pimentel G. L., 2011, *JHEP* 1109, 045

Novel Window on the Primordial Universe: CMB Scalar, Vector and Tensor Bispectrum

Maresuke SHIRAISHI

Department of Physics and Astrophysics, Nagoya University, Nagoya 464-8602, Japan

Abstract: The primordial non-Gaussianity is one of the most important properties to differentiate the inflationary scenarios; hence its probe by the CMB bispectrum has been widely discussed. Recently, in this study, we newly considered contributions of not only scalar-mode but also vector-mode and tensor-mode perturbations, and found that many diverse and interesting signals can arise. Here, we present these details without complicated mathematical treatments.