

概要



宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background; CMB) の温度異方性の精密測定により、ビッグバン宇宙模型は宇宙の標準模型として今日定着している。しかし、この模型には「地平線問題」・「平坦性問題」・「残存粒子問題」などの未解決な問題がある。これらを解決する有力な理論が、インフレーション理論である。インフレーション理論は、宇宙初期の時空の指数関数的な膨張 (インフレーション) によって、これらの問題を一挙に解決する。インフレーションは原始重力波を生成し、その痕跡は CMB の偏光地図上に大角度スケール ($\gtrsim 1^\circ$) の非対称パターン「*B* モード」として観測できる。つまり、CMB 偏光を広い領域にわたって観測することが重要である。

GroundBIRD 実験はこの原始重力波による *B* モードの検出を目的とした地上実験である。一般に、観測領域を制限するのは検出器の $1/f$ ノイズであり、その影響を取り除くためには、出来る限り高速なスキャン変調 (視野を周期的に切り替える観測) を達成することが重要である。GroundBIRD は望遠鏡自身を高速で回転して (毎分 20 回転) CMB 実験で最も速いスキャン変調を実現する。超伝導検出器 MKID (Microwave Kinetic Inductance Detector) は、時間応答性に優れているため、この高速スキャン変調に適した検出器である。

CMB 観測用の MKID は、極低温 ($\lesssim 250$ mK) で動作するため、冷却光学系への熱流入を抑えることが肝要である。MKID は一本の読み出し線を用いて多数の素子を読み出すことが容易なため、配線数を大幅に低減することができる。現在、市販の ADC/DAC 基板 (アナログ基板) と FPGA (Field-Programmable Gate Array) 評価基板を組み合わせ、比較的簡単に読み出し系を構成している。しかしながら、この市販品にはローパスフィルターが実装されている。そのため透過特性が悪く、使用帯域が制限されている。これは結果として、読み出し多重度を制限する。また、クロック生成器の周辺が必要以上に複雑で使い勝手が悪い。さらに、消費電力が大きく動作が不安定という致命的な問題がある。これら三つの問題を解決するために、広帯域かつシンプル・省電力な構成のアナログ基板の開発を行った。

本研究で開発した RHEA は、MKID の読み出しに最適化したアナログ基板である。帯域を制限していた原因であるローパスフィルターを排除して、帯域をおよそ 30% 広げること成功した。消費電力も大きく、現在の用途に不釣り合いな位相同期回路 (PLL) の代わりに必要最低限の機能をもったクロック・ファンアウト・バッファを搭載し、回路の簡素化と省電力性を向上した。その他種々の IC を選定しなおし、さらに電源回路を見直すことで、フロントエンド回路全体の消費電力は従来の半分に抑えることができた。これらの改善は、回路全体の簡素化と同時に、ユーザーによる制御ファームウェアのコーディングの容易さをもたらす。

以上より、MKID の読み出しに最適化した試作アナログ基板 RHEA は、策定した仕様通りに完成した。今後、実際の MKID を使った使用実績を積み重ねるという課題は残るものの、GroundBIRD 実験で用いる MKID の読み出し系として満足することを確認した。また、クロック・アップによる帯域の拡大、デジタル基板と分離した構成のため FPGA 商品の性能向上の恩恵を直ちに反映できる等の魅力的な伸びしろも有する。

第1章 序論

宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background; CMB) の温度異方性の精密測定により、ビッグバン宇宙模型は~~今日~~^{定着している}宇宙の標準模型として確立した^等。しかし、この模型には「地平線問題」・「平坦性問題」・「残存粒子問題」などの未解決な問題が存在する。本章では、これらを解決する有力な理論として、インフレーション理論について述べ [1, 2]、この理論を検証する CMB 偏光観測とその現状についてまとめる。最後に、本研究で開発するフロントエンド回路のアプリケーションとなる GroundBIRD 実験の概要について述べる。

1.1 インフレーション理論と宇宙マイクロ波背景放射

1.1.1 ビッグバン宇宙模型の限界とインフレーション理論の導入

インフレーション理論は、1981 年に発表された、初期宇宙の進化を記述する理論である [3, 4, 5, 6]。この理論は、ビッグバン宇宙模型の問題であった「地平線問題」・「平坦性問題」・「残存粒子問題」を一挙に解決する。これら 3 つの問題は、宇宙初期がフリードマン的な宇宙であるために存在する。そこで、インフレーション理論では、宇宙初期のある一定期間をフリードマン的ではなく、ド・ジッター的であったと仮定する。このド・ジッター的な期間 (インフレーション期) は、ハッブル・パラメーター $H := \dot{a}/a$ が一定となるため、 $a \propto e^{Ht}$ となり、時空が指数関数的に引き伸ばされる。ここで、 $a := a(t)$ は宇宙の膨張率を表し、スケール因子と呼び、 $\dot{a} := da(t)/dt$ である。この加速度的な急膨張をインフレーションと呼ぶ。

インフレーション期が存在すると、フリードマン的であるとして求めた地平線 (粒子地平線) は実際の地平線ではなくなる。インフレーション期以前に因果関係を持っていた時空の 2 点は、インフレーションによって急激に引き離される。その共動距離が現在の見かけの地平線半径よりも大きければ、現在の宇宙が地平線よりも大きなスケールで因果関係を持っていたとしても問題にはならない。よって、地平線問題は解決する。

さらに、インフレーションは時空の曲率を急激に小さくする。インフレーション期が十分長ければ、曲率はゼロに漸近してゆき宇宙は平坦になる。つまり、平坦性問題も解決する。また、インフレーション期以前に生成された残存粒子の密度も、インフレーションによって急激に小さくなる。よって、残存粒子問題も解決する。

フリードマン的な宇宙における見かけの地平線を表す量として、ハッブル半径 $d_H := c/H$ を考える。宇宙のある場所に固定された任意の 2 点を考え、その物理的距離を l_{phys} とする。この距離はスケール因子 a に比例し、これらの長さの時間変化は図 1.1 のようになる。

インフレーションの始まる時刻と終わる時刻をそれぞれ、 t_i 、 t_f とし、それに対応するスケール因子を $a_i = a(t_i)$ 、 $a_f = a(t_f)$ とする。

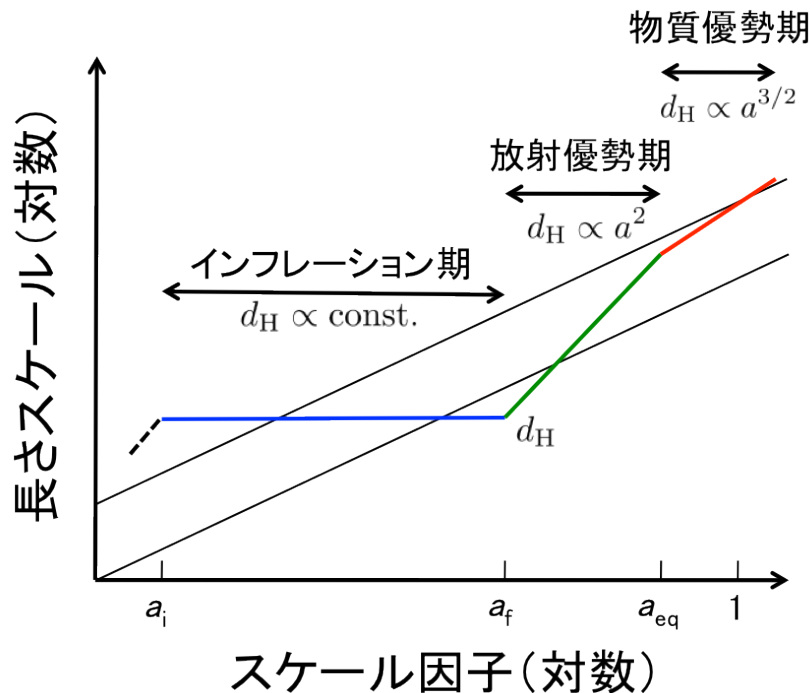


図 1.1: インフレーション理論におけるスケールの変化。太線は各期間のハッブル半径 d_H の変化を表す。細線は共動スケール l_{phys} の変化を表す。下の細線は放射優勢期にハッブル半径に入る共動スケール、上の細線は現在のハッブル半径に入る共動スケールである。

已改終ない

ここまでは、インフレーションが起きる前には、 l_{phys} がハッブル半径の中に入っており、そのスケールで宇宙は一様になっているとする。インフレーション期 $t_i < t < t_f$ に入るとハッブル・パラメーターは一定値をとり、 $d_H = \text{const.}$ 、 $l_{\text{phys}} \propto e^{Ht}$ となる。これにより、 l_{phys} は指数関数的に大きくなり、ハッブル半径を超える。インフレーションが終わった後 $t > t_f$ では再び、放射優勢のフリードマン的な宇宙になり、ハッブル半径の増加率が l_{phys} のそれを上回るようになる。こうして一度ハッブル半径の外へ出たスケールが再びハッブル半径内に戻る。つまり、現在の地平線内に入ってくるスケールも、インフレーション以前に因果関係を持つことが可能となる。

どのくらいの期間インフレーションが起きればよいかわかるために、インフレーション前後のスケール因子の比をとり、それを対数表示した量 N を定義する。

$$N := \ln \left[\frac{a(t_f)}{a(t_i)} \right] = \int_{t_i}^{t_f} H dt \quad (1.1)$$

ここで、 N は膨張指数と呼ばれる。インフレーション中は、ハッブル・パラメーターが一定なので、

$$N = H(t_f)(t_f - t_i) \quad (1.2)$$

となる。したがって、膨張指数はインフレーション中の膨張率とその持続時間に比例する。

N の値のめやすをさらりと書け (参考文献をいれてもいいので書け)

(インフレーションのボーイジョー度合の目安なので、数字を示すことは重要)

1.1.2 インフレーションの模型—スローロール・インフレーション

以上より、インフレーション理論は、宇宙初期にド・ジッター的な宇宙が実現すると仮定している。ド・ジッター的な宇宙は、アインシュタイン方程式に宇宙定数を導入することにより実現するが、宇宙定数は語義どおり定数なので、インフレーションを始めたり、終わらせたりすることができない。

一般に、インフレーションの模型を考えると、なんらかのスカラー場などによって、一時的に現れた真空のエネルギーがド・ジッター的な宇宙を実現していると考えられる。そのようなスカラー場をインフラトン場と呼ぶ。

ここでは簡単のために、インフラトン場が実スカラー場 $\phi(x)$ である場合を考え、量子ゆらぎについて平均したインフラトン場の有効ポテンシャルを $V(\phi)$ とする。作用積分のローレンツ不変性と一般座標変換不変性、運動方程式の時間に対する微分は2階までであるとすると、スカラー場のラグランジアン L が一意に定められる。

$$L = \int \sqrt{-g} d^3x \left[-\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - V(\phi) \right] \quad (1.3)$$

ここで、 L は共動座標 x^i による積分であり、 $g = \det(g_{\mu\nu})$ は計量テンソルの行列式である。←ret(A.1)

一様等方宇宙を考えると、スカラー場は時間のみの関数となり、 $\sqrt{-g} \propto a^3$ である。したがって、単位共動体積あたりのラグランジアン \mathcal{L} は

$$\mathcal{L} = a^3 \left[\frac{\dot{\phi}^2}{2c^2} - V(\phi) \right] \quad (1.4)$$

となる。これより、オイラー-ラグランジュ方程式を求めると、

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + c^2 V'(\phi) = 0 \quad (1.5)$$

となる。ここで、 $V'(\phi) = dV(\phi)/d\phi$ である。この方程式は、摩擦を受けながら1次元ポテンシャルの中を運動する粒子の描像と等価である。つまり、インフレーションという急膨張を引き起こすエネルギーが摩擦熱に変換されることでインフレーションを終わらせる機構になっている。

式(1.4)のラグランジアンをルジャンドル変換してハミルトニアンを求めれば、場のエネルギーを計算することができる。それを場の量で書きなおして、場のエネルギー密度 ρ_ϕ を求めると、

$$\rho_\phi = \frac{\dot{\phi}^2}{2c^2} + V(\phi) \quad (1.6)$$

↑ (1.5) の $\dot{\phi}$ を代入
← 式(1.5) の $\dot{\phi}$ を代入

となる。さらに、一様等方宇宙における保存則より、場の圧力 p_ϕ は

$$p_\phi = \frac{\dot{\phi}^2}{2c^2} - V(\phi) \quad (1.7)$$

となる。ここで、 $\dot{\phi} = 0$ のとき、 $V(\phi)$ は一定となる。これは宇宙定数のエネルギー密度と圧力に一致する。つまり、インフレーション理論に必要なド・ジッター的な宇宙がこのスカラー場によって実現されている。

インフレーションを起こす例として、図 1.2 のようなポテンシャルを考える。このスカラー場は、インフレーションが始まるときに、なんらかの理由によって真の真空ではない $\phi = \phi_{\text{in}}$ という値にある。スカラー場の値はポテンシャルの最小点である真の真空 ϕ_0 に向かってゆっくり落ちていき、インフレーションを起こす。そして、 ϕ_0 のまわりを振動して急速にその真空のエネルギーを解放しインフレーションが終了する。

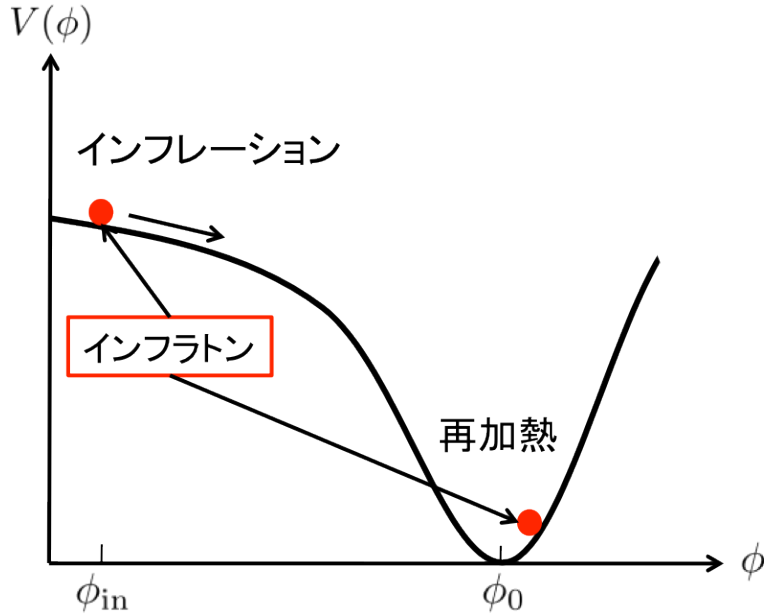


図 1.2: スローロール・インフレーション のポテンシャルとインフロン場の値のつながり

このインフレーションの期間は、曲率を現在の宇宙のように小さくするために、十分長く起きる必要がある。そのため、ポテンシャルの形はある程度制限される。インフレーションの描像が摩擦を受けながらポテンシャル中をゆっくりと運動する粒子の運動と等価であることは先に述べた。この摩擦が十分大きければ、すぐに摩擦とポテンシャルがつりあい、ある一定の終端速度をもった状態に落ち着く。このときは、式 (1.5) における加速度の項 $\ddot{\phi}$ が無視できるため、式 (1.5) は、

$$3H\dot{\phi} + c^2 V'(\phi) = 0 \quad (1.8)$$

となる。ここで、スカラー場の真空のエネルギーが卓越しているとすると、フリードマン方程式は

(近似～と等しい)

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} V(\phi) \quad (1.9)$$

と書ける。これらの近似は スローロール条件 と呼ばれ、その条件は以下である。

$$\dot{\phi}^2 \ll c^2 V(\phi), \quad |\ddot{\phi}| \ll c^2 |V'(\phi)| \quad (1.10)$$

また、式 (1.8)–(1.10) により、ポテンシャルの微分に対する条件は、

$$\left(\frac{V'}{V}\right)^2 \ll \frac{24\pi G}{c^4}, \quad \left|\frac{V''}{V}\right| \ll \frac{24\pi G}{c^4} \quad (1.11)$$

である。これより、式 (1.1) で表されるインフレーションの膨張指数 N は、式 (1.8)–(1.10) より、

$$N = \int_{t_i}^{t_f} H dt = \int_{\phi_i}^{\phi_f} \frac{H}{\dot{\phi}} d\phi = -\frac{8\pi G}{c^4} \int_{\phi_i}^{\phi_f} \frac{V(\phi)}{V'(\phi)} d\phi \quad (1.12)$$

となる。よって、式 (1.11)、(1.12) より、 $|\phi_f - \phi_i| \sim c^2 G^{-1/2}$ より大きい値であれば、 N は十分大きくなる。つまり、十分長いインフレーションは、このように比較的小さな傾きを持つポテンシャルによって起こる。

宇宙は完全に一様ではない、これは

1.1.3 宇宙論的摂動

星や銀河が存在しているところを自明だ。そこで、一様等方宇宙からの摂動を考える。

$$\phi(t, \mathbf{x}) = \bar{\phi}(t) + \delta\phi(t, \mathbf{x}), \quad g_{\mu\nu}(t, \mathbf{x}) = \bar{g}_{\mu\nu}(t) + \delta g_{\mu\nu}(t, \mathbf{x}) \quad (1.13)$$

ここで、 $\bar{\phi}$ と $\bar{g}_{\mu\nu}$ は、背景場と一様等方な背景を表し、 $\delta\phi(t, \mathbf{x})$ と $\delta g_{\mu\nu}(t, \mathbf{x})$ はその摂動を表す。実空間における、スカラー・ベクトル・テンソル摂動は、それぞれ分解できることが知られており、独立に考えられる。また、ベクトル摂動は、宇宙の膨張にしたがって減衰する成分であるとしてここでは扱わない。

1.1.3.1 スカラー摂動

スカラー摂動は、一様な超曲面上 ξ の曲率摂動により与えられる [7]。

$$-\xi := \Psi + \frac{H}{\dot{\phi}} \delta\rho \quad (1.14)$$

式 (1.14) は、スローロール・インフレーションの場合、

$$-\xi \approx \Psi + \frac{H}{\dot{\phi}} \delta\phi =: \mathcal{R} \quad (1.15)$$

と近似できる。スカラーゆらぎのパワースペクトルは、

$$\langle \mathcal{R}_{\mathbf{k}} \mathcal{R}_{\mathbf{k}'} \rangle = (2\pi)^3 \delta(\mathbf{k} + \mathbf{k}') P_{\mathcal{R}}(k), \quad \Delta_s^2 := \Delta_{\mathcal{R}}^2 = \frac{k^3}{2\pi^2} P_{\mathcal{R}}(k) \quad (1.16)$$

となる。ここで、 $\langle \dots \rangle$ は、ゆらぎのアンサンブル平均である。パワースペクトルのスケール依存性を考えるとき、次のような指標が用いられる。

$$n_s - 1 := \frac{d \ln \Delta_s^2}{d \ln k}, \quad \alpha_s := \frac{d n_s}{d \ln k} \quad (1.17)$$

ここで、スケール不変であるとき、 $n_s = 1$ である。spatially-flat ゲージを考えると、式 (1.15) において $\Psi = 0$ となり、 \mathcal{R} とインフレーションのスカラー場の関係は、

$$\langle \mathcal{R}_{\mathbf{k}} \mathcal{R}_{\mathbf{k}'} \rangle = \left(\frac{H}{\dot{\phi}} \right)^2 \langle \delta\phi_{\mathbf{k}} \delta\phi_{\mathbf{k}'} \rangle \quad (1.18)$$

となり、スローロール・インフレーションにおける、スカラー場 ($m_\phi \ll H$) の量子ゆらぎは、ハッブル・パラメーターを使って、

$$\langle \delta\phi_{\mathbf{k}} \delta\phi_{\mathbf{k}'} \rangle = (2\pi)^3 \delta(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \frac{H^2}{2k^3} \quad (1.19)$$

となる。したがって、式 (1.16)、(1.18)、(1.19) より、スカラー場がつくるゆらぎのパワースペクトルは次のようになる。

$$\Delta_s^2(k) = \left(\frac{H}{2\pi} \right)^2 \frac{H^2}{2k^3} \Big|_{k=aH} \quad (1.20)$$

1.1.3.2 テンソル摂動

テンソル摂動には2つのモード h_{ij} ($h := h^+, h^\times$) が存在する。このテンソルゆらぎのパワースペクトルは、

$$\langle h_{\mathbf{k}} h_{\mathbf{k}'} \rangle = (2\pi)^3 \delta(\mathbf{k} + \mathbf{k}') P_h(k) \quad \Delta_h^2 = \frac{k^3}{2\pi^2} P_h(k) \quad (1.21)$$

となる。2つのモードを合わせたパワースペクトルは、

$$\Delta_t^2 := 2\Delta_h^2 = \frac{2}{\pi^2} \left(\frac{H}{M_{\text{pl}}} \right)^2 \Big|_{k=aH} \quad (1.22)$$

で与えられる。スケール依存性の指標は、スカラー摂動のときと同様にして、次のように定義される。

$$n_t := \frac{d \ln \Delta_t^2}{d \ln k} \quad (1.23)$$

1.1.4 インフレーションのエネルギー・スケール

テンソルゆらぎの振幅 Δ_t^2 をスカラーゆらぎの振幅 Δ_s^2 で規格したパラメーターを定義する。

$$r := \frac{\Delta_t^2(k)}{\Delta_s^2(k)} \quad (1.24)$$

ここで、 r はテンサー・スカラー比と呼ばれる。 Δ_s^2 を固定して、 $\Delta_t^2 \propto H^2 \approx V$ とすると、テンサー・スカラー比とインフレーションのエネルギー・スケールは一対一に対応する。

$$V^{1/4} \sim \left(\frac{r}{0.01} \right)^{1/4} \times 10^{16} \text{ [GeV]} \quad (1.25)$$

これより、 $r \geq 0.01$ のとき、インフレーションのエネルギー・スケールは素粒子の大統一理論 (GUT) のエネルギー・スケール ($\approx 10^{16} \text{ GeV}$) と一致する。

実験サイドで考えれば、 r を精密に測定することにより、インフレーションのエネルギー・スケールに制限を加えることができる。つまり、理論家百家争鳴の時代に一石を投じることができる。

1.1.5 CMB の偏光

CMB は電子とのトムソン散乱によって生じたものである。一般に、トムソン散乱は偏光を生じるため、CMB 偏光も偏光している。一様等方な宇宙では、散乱によって生じる偏光は等方化されて消えてしまうが、宇宙が非一様であれば、散乱は非等方的になり、観測される CMB に偏光が残る (図 1.3)。

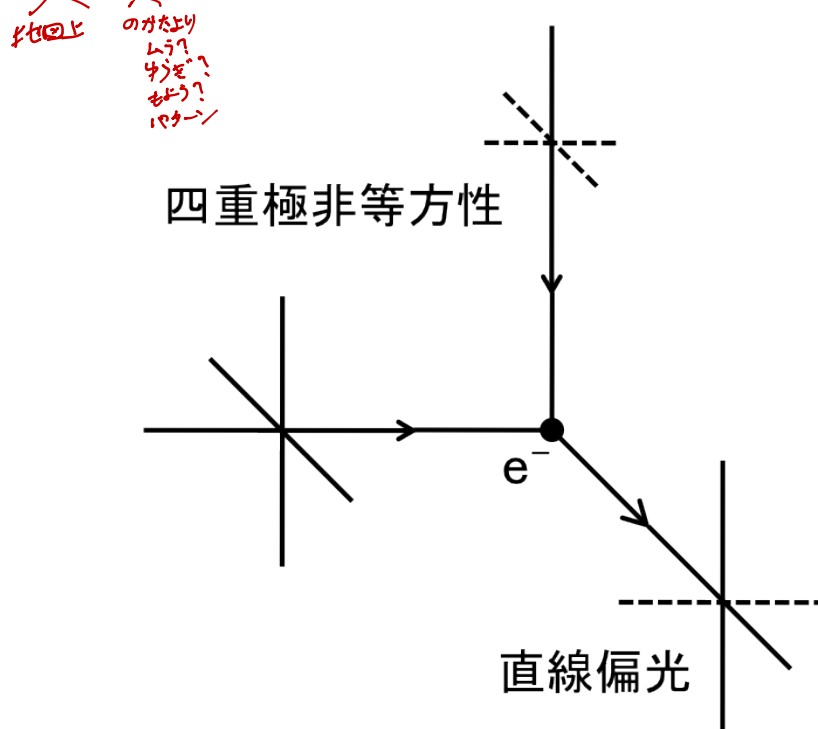


図 1.3: 非等方的なトムソン散乱により偏光がつけられる

CMB の偏光は、~~次の~~ E モードと B モードに分解することができ、次のように定義する。

$$\begin{pmatrix} E(l) \\ B(l) \end{pmatrix} := \begin{pmatrix} \cos 2\phi_l & \sin 2\phi_l \\ -\sin 2\phi_l & \cos 2\phi_l \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{Q}(l) \\ \tilde{U}(l) \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

ここで、 \tilde{Q} 、 \tilde{U} は、ストークス・パラメーターの 2 次元フーリエ変換であり、第 1 軸と 2 次元波数ベクトル l との間の角度が ϕ_l である。2 次元波数ベクトル l をもつ温度ゆらぎのフーリエモードに対して、 E モードはそのゆらぎの方向 l に平行、または垂直な方向への偏光成分である。 B モードは l から 45 度傾いた方向への偏光成分である。一般に、直線偏光はこの 2 つのモードの重ね合わせからなる。

線形密度ゆらぎから生じる偏光は B モードを生じない。一般に、線形密度ゆらぎは各フーリエモードの重ね合わせで与えられるため、そこから生じる偏光は E モードのみである。

B モードが生じる原因は、ふたつ考えられる。ひとつ目は、弱い重力レンズ効果である。重力レンズ効果により、光は進行方向を変える。このとき、重力レンズの効果は、最終散乱面のゆらぎとはほとんど関係がないので、1 次的な温度ゆらぎから幾何学的に決まる E/B モードの区別ができなくなる。ふたつ目は、重力波によるものである。重力波は空間を非等方に歪めるので、光の散乱時に偏光を生じる。重力波による空間の歪みは、重力波の波数ベ