

Lattice Inflation Manual

目次

第 I 部	一般論	7
第 1 章	Lattice シミュレーションとは	8
1.1	概要	8
1.2	場の定義	9
1.3	Lattice シミュレーションの利点	10
1.4	リスケーリング	10
第 2 章	離散化	12
2.1	離散フーリエ変換	12
2.1.1	定義	12
2.1.2	逆格子ベクトルの取り方の等価性	13
2.1.3	FFT	14
2.2	微分演算子	16
2.3	有効運動量	17
2.4	フーリエモードの対応関係	18
2.5	解像度と Horizon-Crossing	19
第 3 章	初期条件	21
3.1	背景量	21
3.2	実空間での場の値を求める方法	22
3.3	ゆらぎ	23
3.3.1	解析解を再現する確率分布	23
3.3.2	ガウス分布の実装	24

3.3.3	等方的初期条件	26
3.3.4	場の微分のゆらぎ	26
3.3.5	リスケーリング	27
第 4 章	時間発展の方法	28
4.1	一般論	28
4.2	Euler 法	30
4.2.1	概要	30
4.2.2	実装	31
4.3	Leap-Frog 法	32
4.3.1	概要	32
4.3.2	実装	33
4.4	4 次の Runge-Kutta 法	34
4.4.1	概要	34
4.4.2	実装	34
第 5 章	アウトプット	37
5.1	背景量	37
5.2	ゆらぎの PDF	39
5.3	パワースペクトル	40
第 II 部	単一場インフレーション	43
第 6 章	セットアップと実装表式	44
6.1	セットアップのまとめ	44
6.2	初期条件	45
6.2.1	背景量	45
6.2.2	インフラトンゆらぎ	46
6.3	発展方程式	47
6.4	アウトプット	49
6.5	インフラトンポテンシャル	50
6.5.1	Chaotic ポテンシャル	50
6.5.2	Step ポテンシャル	50

6.6	インプットパラメータ	51
第 7 章	ファイル構造	53
7.1	SFInflation ディレクトリ	55
7.2	visualize ディレクトリ	57
第 8 章	コードレビュー	59
8.1	makefile	59
8.2	C++ コード	59
8.3	dat ファイル	59
8.4	Python コード	59
第 III 部	Axion-U(1) インフレーション	60
第 9 章	セットアップと実装表式	61
9.1	セットアップのまとめ	61
9.2	初期条件	63
9.2.1	背景量	63
9.2.2	インフラトンゆらぎ	63
9.2.3	ゲージ場のゆらぎ	65
9.3	発展方程式	69
9.4	アウトプット	72
9.4.1	slow-roll パラメータ	72
9.4.2	相互作用に関する量	72
9.4.3	PBH 関係量	72
9.5	インフラトンポテンシャル	73
9.5.1	Chaotic ポテンシャル	73
9.5.2	Bumpy Axion ポテンシャル	73
9.6	インプットパラメータ	74
9.7	アウトプット	74
9.7.1	背景量	74
9.7.2	PBH 関係量	74
第 10 章	ファイル構造	78

目次	4
第 11 章 コードレビュー	79
第 IV 部 利用に関して	80
第 12 章 利用上の注意事項	81
12.1 使用権限	81
12.2 Courant 条件	85
12.3 必要メモリ	85
12.4 メモリリーク	86
第 13 章 利用方法	87
13.1 必要なアプリケーション	87
13.2 Lattice シミュレーションの実行	89
13.3 グラフの描画	89
付録 A 計算過程の明記	91
A.1 第 I 部	91
A.2 第 II 部	95
A.3 第 III 部	103
参考文献	114

はじめに

本マニュアルは単一場インフレーション・axion-U(1) インフレーションの Lattice シミュレーションコード「SFInflation」「axion-U(1)」を理解するためのマニュアル。一応 Lattice を知らない人向けだが、プログラミング言語についての知識は範囲外。

コードは C++ で書かれていて LATTICEEASY[1] のコードを適宜変更したものを用いている。LATTICEEASY のコードについての詳細は <https://www.felderbooks.com/latticeeasy/latticeeasydocs/latticeeasydocs.html> を参照。C++ の知識については私は「ロベールの C++ 入門講座」で勉強した。

インフレーションの Lattice シミュレーションとして主に参考にしたのは Angelo Caravano 氏の Simulating the inflationary Universe: from single-field to the axion-U(1) model[2] あるいは [3, 4, 5]。その他の参考は LATTICEEASY や CosmoLattice[6]。

注意事項として LatticeQCD とは根本的に違い、おそらく N 体シミュレーションと呼ばれるものに近い方の Lattice です。また、コードは「美しさ」の「う」の字くらいしかないので大いに改善の余地が残されていることをご了承ください。

本マニュアルの構成は以下の通り。

- 第 I 部：Lattice シミュレーションの一般論
- 第 II 部：単一場インフレーションのシミュレーションとコード解説
- 第 III 部：axion-U(1) インフレーションのシミュレーションとコード解説
- 第 IV 部：シミュレーションを実行する方法・注意事項
- 付録：計算過程の明記など

記法・規約

本論文を通して用いる単位系は、自然単位系 $c = k_B = \hbar = 1$ ・換算プランク質量を $M_{\text{pl}} = 1$ とする単位系である。

時間変数は共形時間 τ を用い、共形時間に関する微分はドット $\dot{}$ で表し、プログラム上の無次元化された共形時間 τ_{pr} に関する微分はプライム $'$ で表す。このようにプログラム上で扱う無次元化された量には”pr”の添字をつける。

議論すべき重要な仮定は曲率ゆらぎを無視していること。

用いる物理定数は以下の通り。

- 換算 Planck 質量

$$M_{\text{pl}} \equiv \sqrt{\frac{1}{8\pi G}} = 2.435 \times 10^{18} \text{ GeV}$$

- 太陽質量

$$M_{\odot} = 1.988 \times 10^{30} \text{ kg}$$

第I部

一般論

第 1 章

Lattice シミュレーションとは

1.1 概要

Lattice シミュレーションとは、有限な長さの一边を持つ立方領域上での連続場の動力学を数値的にシミュレーションする手法であり、連続な立方領域を N^3 個の格子点に離散化し各格子点上で運動方程式を解く。

格子を特徴づけるのに一般的に用いられる量は

- L : 立方領域の一边の（共動的な）長さ
- N : 一边の格子点数
- dx : （共動的な）格子間隔。 $dx = \frac{L}{N-1} \approx \frac{L}{N}$

の 3 つである。

連続的な立方領域の位置ベクトル

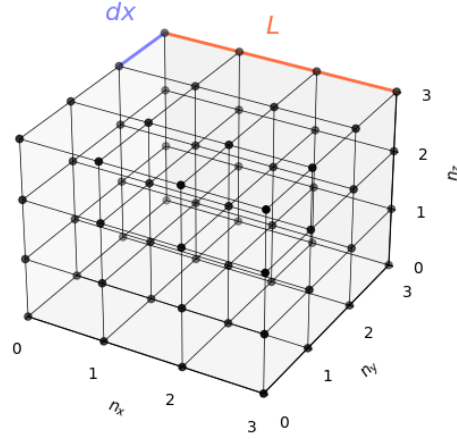
$$\mathbf{x} = \sum_i x_i \mathbf{e}_i \quad , \quad x_i = [0, L]$$

に対し、離散的な立方領域つまり（実）格子空間の位置ベクトルを

$$\mathbf{n} = \sum_i n_i \mathbf{e}_i \quad , \quad n_i \in \{0, 1, \dots, N-1\} \quad (1.1)$$

と定義する。但し基底ベクトル \mathbf{e}_i の定義は変更されていて、Lattice 上では格子間隔 dx に等しい大きさを持つ軸ベクトルとなる（格子で見れば 1 マス分なのでここでは基底ベクトルと呼んでいる）。

これらを踏まえて、図 1.1 に $N = 4$ の場合の 3 次元格子を示しておく。

図 1.1 $N = 4$ の場合の 3 次元格子

1.2 場の定義

時空上の連続場の値 $f(\tau, \mathbf{x})$ は、格子シミュレーションでは各格子点上で定義する。

$$f(\tau, \mathbf{x}) \longrightarrow f(\tau, \mathbf{n})$$

以下では場合に応じて時間依存性の表記を省略する。このようにスカラー場は N^3 個の値を持ち、各格子点上で運動方程式を解くことで場の発展を追う。格子空間の境界条件として**周期的境界条件**を課し、場の満たす条件式は

$$f(\tau, \mathbf{n}) = f(\tau, \mathbf{n} + N\mathbf{e}_x) = f(\tau, \mathbf{n} + N\mathbf{e}_y) = f(\tau, \mathbf{n} + N\mathbf{e}_z) \quad (1.2)$$

となる。

ゆらぎによって場は各格子点上で異なる値を持ち、背景量を取り出したければ格子平均値を計算すれば良い。

$$\bar{f}(\tau) \equiv \langle f(\tau) \rangle = \frac{1}{N^3} \sum_{\mathbf{n}} f(\tau, \mathbf{n}) \quad (1.3)$$

以降、格子シミュレーションの文脈においては $\langle \dots \rangle$ を格子平均の意味で用いる。

一方、ゆらぎの値を取り出したければ平均値を差し引いて

$$\delta f(\tau, \mathbf{n}) \equiv f(\tau, \mathbf{n}) - \bar{f}(\tau) \quad (1.4)$$

で計算される。これは宇宙論的摂動論におけるゆらぎの定義（空間依存しない平均値からのずれ）である。

1.3 Lattice シミュレーションの利点

格子シミュレーションでは各格子点で異なる場の値を取ることが許されているので、ゆらぎが場の値に原理的に組み込まれている。このゆらぎは値が大きくなることが許され、線形摂動論が破れるような場合も取り扱うことができ**非摂動論的な計算が可能**である。

しかし注意が必要なこともあり、ゆらぎが十分小さい時は線形摂動論と同様の結果が得られると期待されるが、プログラムで扱う変数（の型）が持つ有効数字の桁によって、ゆらぎの値が何桁まで信頼できるか決定される。例えば C++ の float 型は約 8 桁の有効数字を持ち、この 8 桁が場の値の有効桁となる。ここでゆらぎが平均値から 4 桁小さい場合、ゆらぎの有効桁は 4 桁となる。

$$f(\tau, \mathbf{n}) = 1.0002745 \quad \longrightarrow \quad \delta f(\tau, \mathbf{n}) = 2.745 \times 10^{-4}$$

このようにゆらぎの有効桁は変数の型よりも少ないため、ゆらぎが小さい場合（厳密には時間発展の最中に 1 度でも小さくなった場合）は信頼できる桁に注意が必要である。

1.4 リスケーリング

プログラム上で数値的に扱うために時空座標を無次元化（リスケーリング）する必要がある。ここで導入するリスケーリングの定義は [1] や [2] とは異なり、私のオリジナルの必要最小限な定義である。リスケーリングパラメータは無次元化のための質量次元を持つ量（インフラトン質量 m ）とスケール因子の冪を調整する s の 2 つで

$$d\tau_{\text{pr}} = ma^s d\tau, \quad \mathbf{x}_{\text{pr}} = m\mathbf{x} \quad (1.5)$$

のように無次元化する。私は $s = 1$ を主に用いるが、以下では s の値を指定せずに計算を進める（ s の選択がシミュレーションに与える影響はあまりわかっていない）。

この無次元化によって、立方領域の一辺の長さ L や格子間隔 dx はプログラム上では

$$L_{\text{pr}} = mL, \quad dx_{\text{pr}} = m dx \quad (1.6)$$

で表される。また時間微分も変更を受け、共形時間 τ による微分（ドット $\dot{}$ ）とプログラム

時間 τ_{pr} による微分（プライム'）の関係は*¹

$$\dot{a} = ma^s a', \quad \ddot{a} = m^2 a^{2s} \left[a'' + s \frac{(a')^2}{a} \right] \quad (1.7)$$

$$\dot{f} = ma^s f', \quad \ddot{f} = m^2 a^{2s} \left[f'' + s \frac{a'}{a} f' \right] \quad (1.8)$$

ただし f は場や時間依存の量を表す。空間微分演算子は

$$\nabla_{\text{pr}} = \frac{\nabla}{m} \quad (1.9)$$

の関係がある。

プログラム上のエネルギー密度と圧力を以下で定義する。

$$\rho_{\text{pr}} \equiv \frac{\rho}{m^2 a^{2s}}, \quad p_{\text{pr}} \equiv \frac{p}{m^2 a^{2s}} \quad (1.10)$$

これに伴って、インフラトンポテンシャルに対しても

$$V(\phi)_{\text{pr}} \equiv \frac{V(\phi)}{m^2 a^{2s}} \quad (1.11)$$

を定義する。

ちなみに LATTICEEASY では、場の値の規格化・空間微分でスケール因子の冪を調整するというさらに多いリスケーリングパラメータを用いている。

*¹ 計算は付録を参照

第 2 章

離散化

本章では Lattice シミュレーションに伴う離散化の影響・実装方法をフーリエ変換と微分演算子に関して説明する。2.1 節で離散フーリエ変換を定義、2.2 節で微分演算子の離散化法を説明、2.3 節で物理的な運動量に対応する Lattice 上の有効運動量を定義、2.4 節で物理的なフーリエモードと Lattice 上の離散フーリエモードの対応関係を導出、2.5 で Lattice 上の Horizon-Crossing や Lattice シミュレーションの限界を議論する。

2.1 離散フーリエ変換

2.1.1 定義

Lattice シミュレーションでは実空間を離散化して実空間上で運動方程式を解くが、ゆらぎのパワースペクトルなどを計算するためにはフーリエ空間に移る必要がある。そのためにフーリエ変換を離散化するが、まずは逆格子ベクトル $\boldsymbol{\kappa}$ を定義する。

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\kappa}(\boldsymbol{m}) &= \frac{2\pi}{L}\boldsymbol{m}, \quad m_i \in \left\{-\frac{N}{2} + 1, \dots, \frac{N}{2}\right\} \\ \boldsymbol{\kappa}_{\text{pr}}(\boldsymbol{m}) &= \frac{\boldsymbol{\kappa}}{m} = \frac{2\pi}{L_{\text{pr}}}\boldsymbol{m}\end{aligned}\tag{2.1}$$

これを踏まえて離散フーリエ変換 (Discrete Fourier Transformation, DFT) とその逆変換を以下のように定義する。^{*1}

$$f(\tau, \boldsymbol{\kappa}) = \sum_{\mathbf{n}} f(\tau, \mathbf{n}) e^{-\frac{2\pi i}{N} \mathbf{m} \cdot \mathbf{n}} \quad (2.2)$$

$$f(\tau, \mathbf{n}) = \frac{1}{N^3} \sum_{\mathbf{m}} f(\tau, \boldsymbol{\kappa}) e^{\frac{2\pi i}{N} \mathbf{m} \cdot \mathbf{n}} \quad (2.3)$$

これは LATTICEASY[1] での定義と同じである。上記のように、実空間上とフーリエ空間上の場の区別を引数で行うこととする。実空間での場はリスケージングの影響を受けず、DFT における位相が

$$\frac{2\pi}{N} \mathbf{m} \cdot \mathbf{n} = \boldsymbol{\kappa} \cdot d\mathbf{x} \mathbf{n} = \boldsymbol{\kappa}_{\text{pr}} \cdot d\mathbf{x}_{\text{pr}} \mathbf{n}$$

でリスケージングの影響を受けないことから、フーリエモードもリスケージングの影響を受けない。

$$f_{\text{pr}}(\mathbf{n}) = f(\mathbf{n}) \quad , \quad f_{\text{pr}}(\boldsymbol{\kappa}) = f(\boldsymbol{\kappa}) \quad (2.4)$$

フーリエモード $f(\boldsymbol{\kappa})$ は一般に複素数であり、 N^3 個の格子点を考慮するとその自由度は $2N^3$ である。しかし格子空間あるいは実空間における場の値 $f(\mathbf{n})$ が実数である場合、その自由度は N^3 でありフーリエモードの自由度も N^3 に削減される。 $f(\mathbf{n})$ が実場であることによる $f(\boldsymbol{\kappa})$ に対する条件式は

$$f^*(\boldsymbol{\kappa}) = f(-\boldsymbol{\kappa}) \quad , \quad \text{ただし} \quad \frac{2\pi}{L} \left(-\frac{N}{2} \right) \equiv \frac{2\pi}{L} \frac{N}{2} \quad (2.5)$$

である。^{*2}

2.1.2 逆格子ベクトルの取り方の等価性

(2.1) でベクトル \mathbf{m} の各成分は正負で定義した。これは (空間 2 次元の場合に置き換えれば) 図 2.1 の右に対応し、逆格子ベクトルの各大きさに対して全方向を考慮している。しかし $m_i \in \{0, \dots, N-1\}$ で定義する方法もあり、これは逆格子ベクトルの各成分が正の領域のみを考えていて図 2.1 の左に対応する。これらの逆格子ベクトルの定義は、フー

^{*1} 計算は付録を参照

^{*2} 計算は付録を参照

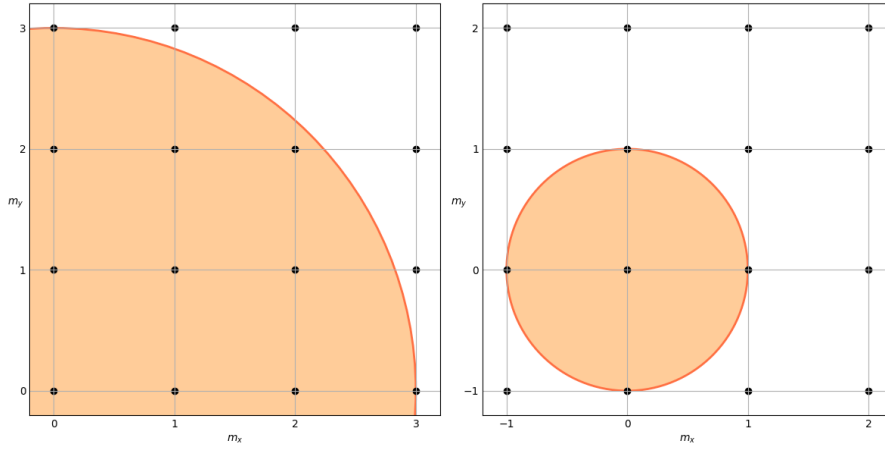


図 2.1 $N = 4$ かつ 2 次元での逆格子ベクトルのイメージ。正の成分（左）と全方向網羅（右）。

リエモードと後に定義する有効運動量ベクトルにおいては等価である。なぜならフーリエ変換の位相について

$$\begin{aligned}
 \exp \left[-\frac{2\pi i}{N} \mathbf{m} \cdot \mathbf{n} \right] &= \exp \left[-\frac{2\pi i}{N} (\mathbf{m} - \mathbf{N} + \mathbf{N}) \cdot \mathbf{n} \right] \\
 &= \exp \left[-\frac{2\pi i}{N} (\mathbf{m} - \mathbf{N}) \cdot \mathbf{n} \right] \exp [-2\pi i (n_x + n_y + n_z)] \\
 &= \exp \left[-\frac{2\pi i}{N} (\mathbf{m} - \mathbf{N}) \cdot \mathbf{n} \right]
 \end{aligned}$$

の関係があることから、 $m_i \in \{\frac{N}{2} + 1, \dots, N - 1\}$ に対して (2.1) の $m_i \in \{-\frac{N}{2} + 1, \dots, -1\}$ が対応している。私が (2.1) の定義を用いるのは、同じ $|\kappa|$ の値を持つ逆格子ベクトルあるいはフーリエモードのサンプル数を増やすためである。

2.1.3 FFT

プログラム上で DFT を実行することを考えると、愚直に (2.2)(2.3) をそのまま実装した場合は処理に長い時間がかかる。そこで高速フーリエ変換 (Fast Fourier Transformation, FFT) がよく用いられる。これは DFT を高速で処理するための離散フーリエ変換の 1 つの表現であり、**格子点数 N が 2 の累乗の時のみ成立** する。Lattice シミュレーションで $N = 512, 1024$ などがよく用いられるのはこの FFT の制限によるものである。以下で 1 次元の場合の FFT の表式を導く。

FFT では N 点の DFT を $N/2$ 点の 2 つの DFT に分解する。複素関数 h_k の離散複素

フーリエ変換は

$$\begin{aligned}
 H_n &= \sum_{k=0}^{N-1} W^{nk} h_k, \quad W = e^{\frac{2\pi i}{N}} \\
 &= \sum_{k=0}^{\frac{N}{2}-1} W^{n(2k)} h_{2k} + \sum_{k=0}^{\frac{N}{2}-1} W^{n(2k+1)} h_{2k+1} \\
 &= \sum_{k=0}^{\frac{N}{2}-1} e^{\frac{2\pi i}{N} nk} h_{2k} + W^n \sum_{k=0}^{\frac{N}{2}-1} e^{\frac{2\pi i}{N} nk} h_{2k+1} \\
 &\equiv H_n^e + W^n H_n^o
 \end{aligned}$$

ここで上付き添字の”e”は偶数 (even) を表し、”o”は奇数 (odd) を表す。 $N = 2^l$ で累乗で表されれば、上の分解を繰り返すことで和の記号を省略することができる。簡単な例として $N = 4$ の場合を具体的に見ると

$$\begin{aligned}
 H_n &= \sum_{k=0}^{\frac{N}{2}-1} e^{\frac{2\pi i}{N} nk} h_{2k} + W^n \sum_{k=0}^{\frac{N}{2}-1} e^{\frac{2\pi i}{N} nk} h_{2k+1} \\
 &= \sum_{k=0}^{\frac{N}{4}-1} e^{\frac{2\pi i}{N} n(2k)} h_{2(2k)} + \sum_{k=0}^{\frac{N}{4}-1} e^{\frac{2\pi i}{N} n(2k+1)} h_{2(2k+1)} \\
 &\quad + W^n \left[\sum_{k=0}^{\frac{N}{4}-1} e^{\frac{2\pi i}{N} n(2k)} h_{2(2k)+1} + \sum_{k=0}^{\frac{N}{4}-1} e^{\frac{2\pi i}{N} n(2k+1)} h_{2(2k+1)+1} \right] \\
 &= \sum_{k=0}^{\frac{N}{4}-1} e^{\frac{2\pi i}{N} nk} h_{4k} + W^{2n} \sum_{k=0}^{\frac{N}{4}-1} e^{\frac{2\pi i}{N} nk} h_{4k+2} \\
 &\quad + W^n \sum_{k=0}^{\frac{N}{4}-1} e^{\frac{2\pi i}{N} nk} h_{4k+1} + W^{3n} \sum_{k=0}^{\frac{N}{4}-1} e^{\frac{2\pi i}{N} nk} h_{4k+3} \\
 &\stackrel{N=4}{=} h_0 + W^{2n} h_2 + W^n h_1 + W^{3n} h_3 \\
 &\equiv H_n^{ee} + W^{2n} H_n^{eo} + W^n H_n^{oe} + W^{3n} H_n^{oo}
 \end{aligned}$$

最終的な h の下付き添字と H の上付き添字には関係があり、「 e, o の順番を反転させ、 $e = 0, o = 1$ として 2 進数を作り、10 進数に直すと h の下付き添字に等しくなる」。コードは LATTICEASY のものを用いたが、アルゴリズムはあまりわかっていないので説明しない。

2.2 微分演算子

格子シミュレーションでは各格子点上で場の値を定義し運動方程式を解くが、異なる点での場の値は独立に発展するわけではない。なぜなら空間微分項によって、隣接格子点の情報が運動方程式に組み込まれるからである。これを実現するために、連続空間における空間微分演算子を離散化する必要がある。離散化に伴って微分は差分で定義されるが、その差分の取り方には任意性がある。ここではよく用いられる差分の取り方を列举しておく。

1 階微分を離散化する場合、解像度（実際の連続空間を離散化した時のピクセルあるいは dx の小ささ、 dx が小さいほど連続空間に近づき解像度が高くなる。モザイクアートのモザイク数が多いほど写真に近づくことと同じ。）を最大化するためには、注目格子点 \mathbf{n} の最隣接格子点 $\mathbf{n} \pm \mathbf{e}_i$ を用いればよく

$$\partial_i f(\mathbf{n}) = \frac{f(\mathbf{n} + \mathbf{e}_i) - f(\mathbf{n} - \mathbf{e}_i)}{2dx} \quad (2.6)$$

となる。プログラム上で実装する場合は

$$\partial_{i,\text{pr}} f(\mathbf{n}) = \frac{f(\mathbf{n} + \mathbf{e}_i) - f(\mathbf{n} - \mathbf{e}_i)}{2dx_{\text{pr}}} \quad (2.7)$$

のようにプログラム上の格子間隔 dx_{pr} を用いれば良い。

(2.6) の 1 階差分をもう一度適用して得られるラプラシアン of 離散化は

$$\nabla^2 f(\mathbf{n}) = \frac{1}{(2dx)^2} \sum_{i=x,y,z} \sum_{c=\pm 2} [f(\mathbf{n} + c\mathbf{e}_i) - f(\mathbf{n})] \quad (2.8)$$

である。しかしこの定義ではラプラシアンの解像度が最大化されていない。ラプラシアンの解像度が最大化されるような定義は最隣接格子点を用いて

$$\nabla^2 f(\mathbf{n}) = \frac{1}{dx^2} \sum_{i=x,y,z} \sum_{c=\pm 1} [f(\mathbf{n} + c\mathbf{e}_i) - f(\mathbf{n})] \quad (2.9)$$

と表される。

2.3 有効運動量

格子上的有効運動量ベクトルを、物理的な運動量ベクトルに対応するものとして定義する。連続空間では微分演算子のフーリエ変換で運動量ベクトルが現れるので、有効運動量ベクトルも同様に微分演算子の離散フーリエ変換で定義する。思想は連続空間でのフーリエモードの運動方程式を再現することで、そうすれば観測量であるパワースペクトルを再現できると期待する。(2.9) に対する有効運動量ベクトルは

$$\begin{aligned}
 \text{DFT}[\nabla^2 f(\mathbf{n})](\boldsymbol{\kappa}) &= \sum_{\mathbf{n}} \frac{1}{dx^2} \sum_{i=x,y,z} [f(\mathbf{n} + \mathbf{e}_i) + f(\mathbf{n} - \mathbf{e}_i) - 2f(\mathbf{n})] e^{-\frac{2\pi i}{N} \mathbf{m} \cdot \mathbf{n}} \\
 &= \frac{1}{dx^2} \sum_{\mathbf{n}} \sum_{i=x,y,z} \left[f(\mathbf{n} + \mathbf{e}_i) e^{-\frac{2\pi i}{N} \mathbf{m} \cdot (\mathbf{n} + \mathbf{e}_i - \mathbf{e}_i)} \right. \\
 &\quad \left. + f(\mathbf{n} - \mathbf{e}_i) e^{-\frac{2\pi i}{N} \mathbf{m} \cdot (\mathbf{n} + \mathbf{e}_i - \mathbf{e}_i)} - 2f(\mathbf{n}) e^{-\frac{2\pi i}{N} \mathbf{m} \cdot \mathbf{n}} \right] \\
 &= \frac{1}{dx^2} \sum_{\mathbf{n}} \sum_{i=x,y,z} \left[f(\mathbf{n}) e^{-\frac{2\pi i}{N} \mathbf{m} \cdot (\mathbf{n} - \mathbf{e}_i)} \right. \\
 &\quad \left. + f(\mathbf{n}) e^{-\frac{2\pi i}{N} \mathbf{m} \cdot (\mathbf{n} + \mathbf{e}_i)} - 2f(\mathbf{n}) e^{-\frac{2\pi i}{N} \mathbf{m} \cdot \mathbf{n}} \right] \\
 &= \frac{1}{dx^2} f(\boldsymbol{\kappa}) \sum_{i=x,y,z} \left[2 \cos \left(\frac{2\pi m_i}{N} \right) - 2 \right] \\
 &= - \left[\frac{2}{dx} \sqrt{\sin^2 \left(\frac{\pi m_x}{N} \right) + \sin^2 \left(\frac{\pi m_y}{N} \right) + \sin^2 \left(\frac{\pi m_z}{N} \right)} \right]^2 f(\boldsymbol{\kappa})
 \end{aligned}$$

より

$$[k_{\text{eff}}(\mathbf{m})]_i = \frac{2}{dx} \sin \left(\frac{\pi m_i}{N} \right) \quad (2.10)$$

同様に (2.6)(2.8) に対する有効運動量ベクトルは

$$[k_{\text{eff}}(\mathbf{m})]_i = \frac{1}{dx} \sin \left(\frac{2\pi m_i}{N} \right) \quad (2.11)$$

である。 dx が共動的な長さであるので、これらの運動量も共動的な量である。

有効運動量ベクトルのリスケージングは逆格子ベクトルと同様に

$$\mathbf{k}_{\text{eff,pr}} = \frac{\mathbf{k}_{\text{eff}}}{m} \quad (2.12)$$

2.4 フーリエモードの対応関係

物理的には無限空間かつ連続空間でフーリエモード $f(\mathbf{k})$ が計算される。一方、Lattice シミュレーションでは有限空間かつ離散空間で離散フーリエモード $f(\boldsymbol{\kappa})$ が計算される。ここでは $f(\mathbf{k})$ と $f(\boldsymbol{\kappa})$ の対応関係を求める。

まず有限化に伴う補正を考える。ある量に対して 2 乗の空間平均が体積 V に依存しないことを要求する [1]。

$$\begin{aligned}\langle f(\mathbf{x})^2 \rangle &= \frac{1}{V} \int d^3x \int \frac{d^3k_1}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3k_2}{(2\pi)^3} f(\mathbf{k}_1) f(\mathbf{k}_2) e^{i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{x}} \\ &= \frac{1}{V} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} f(\mathbf{k}) f(-\mathbf{k}) \\ &= \frac{1}{V} \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3k |f(\mathbf{k})|^2\end{aligned}$$

ただし 2 つ目の $=$ では Dirac のデルタ関数を用い、3 目の $=$ では実空間での場の値 $f(\mathbf{x})$ が実数であることから得られる $f^*(\mathbf{k}) = f(-\mathbf{k})$ を用いた。ここで結果が体積 V に依存しないためには $|f(\mathbf{k})| \propto V^{\frac{1}{2}} = L^{\frac{3}{2}}$ である必要がある。

次に離散化に伴う補正を考える。

$$f(\mathbf{k}) = \int d^3x f(\mathbf{x}) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} \approx (dx)^3 \sum_{\mathbf{n}} e^{-\frac{2\pi i}{N} \mathbf{m} \cdot \mathbf{n}} = (dx)^3 f(\boldsymbol{\kappa})$$

より離散化に伴って dx^3 の因子が必要である。

最終的に、物理的なフーリエモードと Lattice 上のフーリエモードの関係は

$$f(\boldsymbol{\kappa}) = \frac{L^{\frac{3}{2}}}{dx^3} f(\mathbf{k}) = m^{\frac{3}{2}} \frac{L_{\text{pr}}^{\frac{3}{2}}}{dx_{\text{pr}}^3} f(\mathbf{k}) \quad (2.13)$$

この関係は、以降でシミュレーションにおけるゆらぎの初期条件を求める際や、シミュレーションのパワースペクトルから物理的なパワースペクトルを得る際に用いる。

2.5 解像度と Horizon-Crossing

Lattice シミュレーションにおける「解像度」とは dx のことである。Lattice シミュレーションでは例えば $\frac{dx}{2}$ の距離スケールのゆらぎは原理上扱うことができず、格子間隔 dx が Lattice シミュレーションで扱える最小の距離スケールである。 dx が小さければ小さい程解像度が高く、解像度を上げるには格子点数 N を大きくする必要がある。

インフレーションの Lattice シミュレーションでは、 L あるいは dx が共動的な長さを表す（物理的な長さを表すようにする設定もあるのかも）ため、上で述べた解像度があるという間に低く（悪く）なってしまう長い間の時間発展を追うことはできない。追うことができるのは数 e-folds で、インフレーション開始から終了まで Lattice シミュレーションすることは実質的に不可能である（無限のメモリ容量と無限の計算力があればその限りではないけれども）。

具体的には、共動的な距離スケール l と Horizon スケールは

$$l : \frac{1}{aH}$$

の比較で行い、インフレーション中はスケール因子が（宇宙時間 t に関しては）指数関数的に増加するため、ホライズンスケールが急激に小さくなり共動的な距離スケール l がすぐ super-horizon になる。Lattice シミュレーションでは数 e-folds のうちに最小の距離スケール dx が super-horizon になり、sub-horizon の物理が追えなくなってしまう。ただし、インフレーションにおける量子ゆらぎが sub-horizon で古典的に扱って良いかどうかは議論の余地あり。

次に Lattice シミュレーションにおける Horizon-Crossing を説明する。理論的によく議論される Horizon-Crossing は、共動的な運動量スケール k と Horizon スケールの逆数で

$$\begin{array}{ll} k < aH & \text{Super - Horizon} \\ k > aH & \text{Sub - Horizon} \end{array}$$

のように評価される。2.3 節で述べたように、Lattice シミュレーションでは物理的な運動量に対応するものとして有効運動量が存在するので、Lattice シミュレーションにおけ

る Horizon-Crossing は有効運動量 k_{eff} で評価する。プログラム上の量で表せば

$$\begin{aligned} k_{\text{eff,pr}} < a^{s-1} a' & \quad \text{Super - Horizon} \\ k_{\text{eff,pr}} > a^{s-1} a' & \quad \text{Sub - Horizon} \end{aligned}$$

で評価する。

Lattice シミュレーションでは小さい k_{eff} から順に Horizon-Crossing していき、最後に最大の k_{eff} が Horizon-Crossing する。この最大の k_{eff} が Horizon-Crossing すると、Sub-Horizon の物理を見ることができなくなるので、これを Lattice シミュレーションが追える最終時刻とする。つまり、「最大の k_{eff} が Horizon-Crossing する時刻あたりまで Lattice シミュレーションで追える」。また、Sub-Horizon の物理を見るために「シミュレーション開始時刻で、最小の k_{eff} が Horizon スケール程度であるように設定する」。以上 2 つの基準を考慮すれば、開始時刻での Hubble パラメータの値から L がおよそ決定され、 N に応じて最大の k_{eff} が決まりシミュレーションで追える期間が決定される。

具体的には $k_{\text{eff,min}} \sim \frac{2\pi}{L}$ なので

$$k_{\text{eff,min}} \lesssim [aH]_{\text{ini}} \iff L \gtrsim \frac{2\pi}{H_{\text{ini}}}$$

で L が決まり（上の条件は最小の k_{eff} がシミュレーション開始時刻で少し Super-Horizon になるようにしている）、このように選んだ L と使用しているコンピュータで可能な最大の N から

$$k_{\text{eff,max}} \sim \frac{1}{dx}$$

のように最大の k_{eff} が決まる。この $k_{\text{eff,max}}$ が Horizon-Crossing する e-folds は、インフレーションが slow-roll していて Hubble パラメータが一定であると近似（仮定）して

$$\begin{aligned} k_{\text{eff,max}} \sim a_{\text{end}} H_{\text{ini}} & \iff a_{\text{end}} \sim \frac{1}{H_{\text{ini}} dx} \\ & \iff N_{e,\text{end}} \sim \ln \left(\frac{1}{H_{\text{ini}} dx} \right) \end{aligned}$$

でおよそ決定される。厳密には $k_{\text{eff,max}}$ の表式（あるいは k_{eff} の定義）に依存している。上の式から分かることは、**格子点数 N を 2 倍したとしても $N_{e,\text{end}}$ は $\ln 2 \approx 0.3$ しか延長されない**ということである。最後に注意書きとして、本節では次章で述べるスケール因子の初期条件 $a_{\text{ini}} = 1$ を用いている。

第 3 章

初期条件

本章では Lattice シミュレーションにおける背景的な量（時間変数 τ, a, H, N_e 、場の平均値）とゆらぎについて初期値の取り方を説明する。ゆらぎについては CosmoLattice[6] と同じ手法を用いて決定する。3.1 節で背景的な量の初期条件を説明し、3.2 節でゆらぎのフーリエモードから実空間での場の値を得る方法を説明し、3.3 節でゆらぎのフーリエモードの初期条件を説明する。

3.1 背景量

- スケール因子

Lattice シミュレーション開始時のスケール因子は 1 と規格化する。

$$a_{\text{ini}} = 1 \quad (3.1)$$

- e-folds

スケール因子の初期値に合わせて、Lattice シミュレーションにおける e-folds の初期値は 0 である。

$$N_{e,\text{ini}} = 0 \quad (3.2)$$

- 共形時間

共形時間は de-Sitter 宇宙の関係式から決定する。

$$\tau_{\text{ini}} = -\frac{1}{a_{\text{ini}} H_{\text{ini}}} = -\frac{1}{H_{\text{ini}}} \quad (3.3)$$

de-Sitter 宇宙の関係式を用いるため、Lattice シミュレーション開始時には slow-roll 近似が十分良い精度で成立している必要がある。

- Hubble パラメータ

Hubble パラメータは Friedmann 方程式から決めるが、ゆらぎの寄与は無視する。

$$H_{\text{ini}} = \sqrt{\frac{\rho_{\text{ini}}}{3}} = m \sqrt{\frac{\rho_{\text{pr,ini}}}{3}} \quad (3.4)$$

- スケール因子の微分

スケール因子の微分はリスケージの影響を受ける。スケール因子のプログラム時間による微分は

$$a'_{\text{ini}} = \frac{\dot{a}_{\text{ini}}}{ma_{\text{ini}}^s} = \frac{a_{\text{ini}}^2}{ma_{\text{ini}}^s} H_{\text{ini}} = \frac{H_{\text{ini}}}{m} = \sqrt{\frac{\rho_{\text{pr,ini}}}{3}} \quad (3.5)$$

- 場の平均値

場の値は背景量とゆらぎから初期値を決定する（後述）。インフラトン場に関する背景量 $\bar{\phi}, \dot{\bar{\phi}}$ は、背景インフレーションから決める。この背景場の値によって Lattice シミュレーション開始時の e-folds が決定される。場の平均値 $\bar{\phi}$ はリスケージの影響を受けないが、場の微分は時間微分からリスケージの影響を受ける。インプットパラメータである場の微分の初期値 $\dot{\bar{\phi}}_{\text{ini}}$ に対して、プログラム上の実装は

$$\bar{\phi}'_{\text{ini}} = \frac{\dot{\bar{\phi}}_{\text{ini}}}{ma_{\text{ini}}^s} = \frac{\dot{\bar{\phi}}_{\text{ini}}}{m} \quad (3.6)$$

3.2 実空間での場の値を求める方法

上で述べたように、場の初期値は背景量とゆらぎから決定する。ゆらぎの初期条件の決定方法は次節で述べるが、結果としてはゆらぎの離散フーリエ変換 $\delta f(\boldsymbol{\kappa})$ とその時間微分 $\delta f'(\boldsymbol{\kappa})$ が与えられる。これらから実空間の場の値を求めるために、まずゆらぎのフーリエ変換を逆離散フーリエ変換 (2.3) して実空間のゆらぎを求める。このようにして得られた各格子点でのゆらぎに背景量を加えることで場の初期値を決定する。

$$\begin{aligned} \delta\phi(\boldsymbol{\kappa}) &\xrightarrow{(2.3)} \delta\phi(\boldsymbol{n}) \xrightarrow{+\bar{\phi}} \bar{\phi} + \delta\phi(\boldsymbol{n}) \equiv \phi(\boldsymbol{n}) \\ \delta\phi'(\boldsymbol{\kappa}) &\xrightarrow{(2.3)} \delta\phi'(\boldsymbol{n}) \xrightarrow{+\bar{\phi}'} \bar{\phi}' + \delta\phi'(\boldsymbol{n}) \equiv \phi'(\boldsymbol{n}) \end{aligned}$$

3.3 ゆらぎ

Lattice シミュレーションにおけるゆらぎの初期条件として「**解析的な計算を再現できるようなゆらぎであること**」を課す。具体的には、ゆらぎの主な観測量であるパワースペクトルを再現するような量子ゆらぎを初期条件として課す。私のコードではインフラトンゆらぎの初期条件に slow-roll 近似の解析解である Hankel 関数を用いたが、これはつまり **slow-roll 近似と線形摂動論が良い精度で成立している時刻を Lattice シミュレーションの開始時刻に設定する必要がある**ことを指す。

本節ではモード関数として指数関数を採用し、確率密度分布がガウス分布となるようなゆらぎの実装方法を説明する。モード関数の一般化は第 2 部と第 3 部で行う。

3.3.1 解析解を再現する確率分布

解析的に得られるインフラトンパワースペクトルは sub-horizon で

$$\mathcal{P}_{\delta\phi}(k) = |\delta\phi(k)|^2 = \frac{1}{2a^2\sqrt{k^2 + m_{\text{eff}}^2}} \quad , \quad m_{\text{eff}}^2 = a^2 \frac{d^2 V(\phi)}{d\phi^2} \quad (3.7)$$

(無次元パワースペクトルでは k^3 が掛かり $\mathcal{P} \propto k^2$ となる)。ここでインフラトンゆらぎのモード関数は

$$\delta\phi(\tau, k) = \frac{1}{a\sqrt{2}(k^2 + m_{\text{eff}}^2)^{\frac{1}{4}}} e^{-i\sqrt{k^2 + m_{\text{eff}}^2}\tau} \quad (3.8)$$

である*1。

(3.7) の値を分散として出すような $|\delta\phi(k)|$ の分布は Rayleigh 分布

$$\text{PDF}[|\delta\phi|] = \left(\frac{\mathcal{P}_{\delta\phi}}{2}\right)^{-1} |\delta\phi| \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\mathcal{P}_{\delta\phi}}{2}\right)^{-1} |\delta\phi|^2\right] \quad (3.9)$$

である*2。ただし”確率変数”の範囲は $0 \leq |\delta\phi|$ である。コード上で欲しいのは複素数 $\delta\phi(k)$ であり、 $|\delta\phi(k)|$ が上記の Rayleigh 分布になるような $\delta\phi(k)$ の分布は $N(0, \frac{\mathcal{P}_{\delta\phi}}{2})$ の複素ガウス分布である。ここで言う複素ガウス分布とは、複素数 $\delta\phi(k)$ の実部 $\text{Re}[\delta\phi(k)]$ と虚部 $\text{Im}[\delta\phi(k)]$ が各々独立に $N(0, \frac{\mathcal{P}_{\delta\phi}}{2})$ に従うという意味である。

*1 計算は付録を参照

*2 計算は付録を参照

$\text{Re}[\delta\phi(k)], \text{Im}[\delta\phi(k)]$ の同時確率分布は*3

$$\text{PDF} [\text{Re}[\delta\phi(k)], \text{Im}[\delta\phi(k)]] = \frac{1}{2\pi \frac{\mathcal{P}_{\delta\phi}}{2}} \exp \left[-\frac{(\text{Re}[\delta\phi(k)])^2 + (\text{Im}[\delta\phi(k)])^2}{2 \frac{\mathcal{P}_{\delta\phi}}{2}} \right] \quad (3.10)$$

3.3.2 ガウス分布の実装

(3.10) でフーリエモードの実部と虚部がガウス分布に従えば良いことがわかった。ここでは一様乱数 X, Y からガウス乱数（ガウス分布に従う確率変数）を得る公式を求める。

一様乱数の生成

LATTICEEASY で用いられている生成方法と同じく、「PM(Park-Miller) minimum standard random number generator」を用いる。これは

$$a = 7^5 = 16807, \quad m = 2^{31} - 1 = 2147483647$$

を用いて

$$X_{n+1} = (a \times X_n) \bmod m$$

によって疑似乱数を生成する方法である（線形合同法と似てる）。ただし、プログラム上では数値が大きくなりオーバーフロー（変数の最大値を上回り正しくない結果を出すこと）してしまうので

$$q = 127773, \quad r = 2836 \quad (m = aq + r)$$

を用いて

$$X_{n+1} = \begin{cases} a \times [X_n \bmod q] - r \times [\text{quotient of } X_n/q] & X_n \geq 0 \\ a \times [X_n \bmod q] - r \times [\text{quotient of } X_n/q] + m & X_n \leq 0 \end{cases}$$

を計算することで同様の結果が得られる。

*3 計算は付録を参照

一様乱数からガウス乱数の生成公式

X, Y を $[0, 1]$ の一様乱数とする。同時確率分布は

$$\text{PDF}[X, Y] = 1 \quad , \quad (0 \leq X, Y \leq 1) \quad (3.11)$$

であり、天下りの的に

$$r = \sqrt{-2 \ln X} \quad , \quad \theta = 2\pi Y \quad (3.12)$$

と変数変換すると

$$\begin{aligned} \int_0^1 dX \int_0^1 dY &= \int_0^1 dX \frac{e^{\ln X}}{X} \int_0^1 dY \\ &= \int_1^0 -\frac{dX}{X} e^{-(-\ln X)} \int_0^1 dY \frac{2\pi}{2\pi} \\ &= \int_0^\infty dr r e^{-\frac{r^2}{2}} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta \\ &= \int_0^\infty dr r \int_0^{2\pi} d\theta \frac{1}{2\pi} e^{-\frac{r^2}{2}} \\ &= \int_{-\infty}^\infty dx \int_{-\infty}^\infty dy \frac{1}{2\pi} e^{-\frac{x^2+y^2}{2}} \end{aligned}$$

最後の「=」で極座標からデカルト座標

$$x = r \cos \theta \quad , \quad y = r \sin \theta$$

に座標変換した。

x, y は分散 1 のガウス分布に従うので、(3.10) のガウス分布のためには標準偏差 $\sqrt{\frac{\mathcal{P}_{\delta\phi}}{2}}$ を掛けて

$$\begin{aligned} \text{Re}[\delta\phi(k)] &= \sqrt{\mathcal{P}_{\delta\phi}} \sqrt{-\ln X} \cos(2\pi Y) \\ \text{Im}[\delta\phi(k)] &= \sqrt{\mathcal{P}_{\delta\phi}} \sqrt{-\ln X} \sin(2\pi Y) \end{aligned}$$

よってシミュレーションで実装すべき複素数 $\delta\phi(k)$ は

$$\delta\phi(k) = \sqrt{\mathcal{P}_{\delta\phi}} \sqrt{-\ln X} e^{i2\pi Y} \quad (3.13)$$

ここで (3.7) より $\sqrt{\mathcal{P}_{\delta\phi}}$ は解析的な $|\delta\phi(k)|$ であるのでモード関数で表され、以降はモード関数を指定すれば (3.13) に則ってガウス分布の $\delta\phi(k)$ を実装できる。

3.3.3 等方的初期条件

(3.13) の実装では $e^{-i\sqrt{k^2+m_{\text{eff}}^2}\tau}$ の波を考えており、これは 1 方向に進む波のみを考慮していることに対応する（ゆらぎの初期条件に対して解析的なモード関数は絶対値で効いてくるため指数関数の位相の符号の違いは (3.13) には現れないが、場の微分のゆらぎの初期条件ではその違いが明示的に効いてくる、後述する）。1 方向に進む波では宇宙原理の等方性に逆らうため、CosmoLattice[6] でも採用されている「等方的初期条件」を用いる。等方的初期条件では上述した波と逆方向の $e^{i\sqrt{k^2+m_{\text{eff}}^2}\tau}$ も考慮する。この時の $\delta\phi(k)$ は

$$\delta\phi(k) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\mathcal{P}_{\delta\phi}} \left(\sqrt{-\ln X_1} e^{i2\pi Y_1} + \sqrt{-\ln X_2} e^{i2\pi Y_2} \right) \quad (3.14)$$

ここで $\sqrt{2}$ で割ったのは、ガウス分布の加法性を考慮して $|\delta\phi(k)|$ の分散が $\mathcal{P}_{\delta\phi}$ となるようにするためである。

ガウス分布の加法性とは、2 つのガウス分布 $N(\mu_1, \sigma_1^2), N(\mu_2, \sigma_2^2)$ に従う確率変数 x_1, x_2 に対して $x_1 + x_2$ が $N(\mu_1 + \mu_2, \sigma_1^2 + \sigma_2^2)$ に従うことである。これを考慮して (3.14) は分散 $\mathcal{P}_{\delta\phi}$ に従う。式的には

$$x_{1,2} = \sqrt{\frac{\mathcal{P}_{\delta\phi}}{2}} \sqrt{-\ln X_{1,2}} e^{i2\pi Y_{1,2}}$$

の実部と虚部が各々 $N(0, \frac{\mathcal{P}_{\delta\phi}}{4})$ に従うため、(3.14) つまり $x_1 + x_2$ の実部と虚部は各々 $N(0, \frac{\mathcal{P}_{\delta\phi}}{2})$ に従う。よって (3.14) の $\delta\phi(k)$ は、分散が $\mathcal{P}_{\delta\phi}$ となる $|\delta\phi(k)|$ の Rayleigh 分布を導く。

3.3.4 場の微分のゆらぎ

場の微分のゆらぎはモード関数の微分から決める。(3.8) のモード関数に対しては

$$\begin{aligned} \partial_\tau \delta\phi(k) &= \partial_\tau \left[\frac{1}{a\sqrt{2}(k^2 + m_{\text{eff}}^2)^{\frac{1}{4}}} e^{\pm i\sqrt{k^2+m_{\text{eff}}^2}\tau} \right] \\ &= \left[-\mathcal{H} - \frac{\partial_\tau(k^2 + m_{\text{eff}}^2)}{4(k^2 + m_{\text{eff}}^2)} \pm i\sqrt{k^2 + m_{\text{eff}}^2} \right] \frac{1}{a\sqrt{2}(k^2 + m_{\text{eff}}^2)^{\frac{1}{4}}} e^{\pm i\sqrt{k^2+m_{\text{eff}}^2}\tau} \\ &\approx \left[-\mathcal{H} \pm i\sqrt{k^2 + m_{\text{eff}}^2} \right] \frac{1}{a\sqrt{2}(k^2 + m_{\text{eff}}^2)^{\frac{1}{4}}} e^{\pm i\sqrt{k^2+m_{\text{eff}}^2}\tau} \end{aligned}$$

と計算される。ただし LATTICEEASY[1] と同様に 2 項目の時間依存性 $\partial_\tau(k^2 + m_{\text{eff}}^2)$ を無視した。

(3.14) のように等方的初期条件を考慮して

$$\partial_\tau \delta\phi(k) = -\mathcal{H}\delta\phi(k) - i\sqrt{k^2 + m_{\text{eff}}^2} \sqrt{\frac{\mathcal{P}_{\delta\phi}}{2}} \left(\sqrt{-\ln X_1} e^{i2\pi Y_1} - \sqrt{-\ln X_2} e^{i2\pi Y_2} \right) \quad (3.15)$$

ここで右辺の $\delta\phi(k)$ は場のゆらぎで実装した (3.14) の値である。

3.3.5 リスケーリング

得られた表式をプログラム上で実装するためのリスケーリングを考慮する。(2.13) よりプログラム上で実装するフーリエモードは

$$\begin{aligned} \delta\phi(\boldsymbol{\kappa}) &= \frac{1}{\sqrt{2}} |\delta\phi|_{\text{pr}} \left(\sqrt{-\ln X_1} e^{i2\pi Y_1} + \sqrt{-\ln X_2} e^{i2\pi Y_2} \right) \\ |\delta\phi|_{\text{pr}} &= m \frac{L_{\text{pr}}^{\frac{3}{2}}}{dx_{\text{pr}}^3} \frac{1}{\sqrt{2}} \left(k_{\text{eff,pr}}^2 + \frac{m_{\text{eff}}^2}{m^2} \right)^{-\frac{1}{4}} \end{aligned} \quad (3.16)$$

ここで 1 式目はインフラトンゆらぎのモード関数に依らない一般的な表式で、2 式目の $|\delta\phi|_{\text{pr}}$ は sub-horizon 極限のモード関数 (3.8) を用いリスケーリング (2.12)(2.13) を考慮した表式である。またスケール因子の初期値が 1 であることも用いた。

プログラム上で実装するゆらぎの微分は

$$\begin{aligned} \delta\phi'(\boldsymbol{\kappa}) &= -a'_{\text{ini}} \delta\phi(\boldsymbol{\kappa}) \\ &\quad - i\sqrt{k_{\text{eff,pr}}^2 + \frac{m_{\text{eff}}^2}{m^2}} \frac{|\delta\phi|_{\text{pr}}}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{-\ln X_1} e^{i2\pi Y_1} - \sqrt{-\ln X_2} e^{i2\pi Y_2} \right) \end{aligned} \quad (3.17)$$

である。

一様乱数 X_1, X_2, Y_1, Y_2 は各 $\boldsymbol{\kappa}$ に対して異なる値を用いる。また、 $\delta\phi'$ で用いる X_1, X_2, Y_1, Y_2 は同じ $\boldsymbol{\kappa}$ に対して $\delta\phi$ と同じ値を用いる。この場合、ゆらぎの生成に使用している自由度（一様乱数の数）は $2N^3$ であり、 $\delta\phi(\boldsymbol{n}), \delta\phi'(\boldsymbol{n})$ の自由度の数と一致する。 $2N^3$ の数え方は、1 つの $\boldsymbol{\kappa}$ に対して $\delta\phi, \delta\phi'$ で 4 つであり、 $\boldsymbol{\kappa}$ が格子点数と同数の N^3 個あるので $4N^3$ 。最後にフーリエモードの条件式 (2.5) から、実際に値を決めるの（独立な値）は $\kappa_z > 0$ のフーリエモードのみであり、最終的な自由度は半分の $2N^3$ である。(LATTICEASY[1] では正負方向の波の振幅を一致させるために $X_1 = X_2$ としているが、この場合は自由度が少ないためにガウス分布が正しく実現できないと考えられている)

第 4 章

時間発展の方法

本章では Lattice シミュレーション（より一般には常微分方程式の数値計算）で用いる時間発展あるいは時間積分の手法の概要を説明する。ただし具体的に実装する式などは第 II 部と題 III 部に記す。4.1 節で時間発展の概要を説明し、4.2 節以降で各手法について説明する。

4.1 一般論

常微分方程式の解法はいわゆる初期値問題であり、（場あるいは関数の）初期値を与えれば微分方程式（つまり時間発展の振る舞い）によって初期時刻から dt 後の値が得られ、これを繰り返せば原理的に任意の時刻における値を得ることができる。解析的に解いた場合は $dt \rightarrow 0$ の極限での解を得ることができていて厳密解となるが、数値的に解く場合は $dt \rightarrow 0$ の極限を取ることが不可能であるため厳密解からの誤差が生じる。この誤差は時間発展を繰り返すたびに積み重なっていく。以降は 1 回の時間発展における有限な時間間隔を Δt のように Δ を用いて表記する。（[この段落の日本語変かも](#)）

時間発展に用いる手法は様々あり、各手法で得られる数値解が厳密解からどの程度外れているのかを「何次の精度」という言葉で表す。これは 1 回の時間発展で

$$1 \text{ step Error} \equiv |y(t + \Delta t) - y_{i+1}| = \mathcal{O}(\Delta t^{p+1}) \quad (4.1)$$

の誤差を生じる場合に「 p 次の精度」とあると言う。ここで $y(t)$ が厳密解で y_i が数値解である。つまり 1 回の時間発展で誤差が時間間隔 Δt の $p + 1$ 乗のオーダーである場合に p 次の精度がある。なぜ p 次なのかというと、初期時刻から最終時刻まで N 回時間発展

した時の大域誤差（最終的な誤差）が

$$\mathcal{O}(\Delta t^{p+1}) \times N = C \Delta t^p (\Delta t N) = C \Delta t^p \Delta t_{\text{tot}} \quad (4.2)$$

と表されるからである。大域誤差に対して 1 回の時間発展で現れる誤差 (4.1) を局所誤差と呼ぶ。[（この内容はどこぞの web サイトを参照した）](#)

時間発展の手法は例えば

- Euler 法 (1 次)
- Leap-Frog 法
- Runge-Kutta 法

が存在する。私のコードで用いているのは 4 次の Runge-Kutta 法である。また、私のコードで用いている時間変数は共形時間 τ （プログラム上ではこれに対応するプログラム時間 τ_{pr} ）であり、その 1 回の時間間隔 $\Delta \tau_{\text{pr}}$ は一定にしている。

時間発展の手法は大抵の場合 1 階微分方程式に対する解法となっている。しかし物理学において解くべきは時間に関する 2 階微分方程式

$$\frac{d^2 x(t)}{dt^2} = f(t, x) \quad (4.3)$$

で、これに 1 階微分方程式の解法を適用するために $v(t) = \frac{dx}{dt}$ と $x(t)$ を独立に扱う。こうすることで (4.3) は

$$\frac{dx(t)}{dt} = v(t) \quad , \quad \frac{dv(t)}{dt} = f(t, x) \quad (4.4)$$

のように 2 つの 1 階微分方程式になる。

4.2 Euler 法

4.2.1 概要

ここでは最も単純な「1 つの 1 変数 1 階微分方程式」に対する Euler 法を説明する。Lattice シミュレーションで用いるための一般化は次の 4.2.2 節で説明する。ここで考える微分方程式を

$$\frac{dy(t)}{dt} = f(t, y) \quad (4.5)$$

とする。Euler 法では時間微分を離散化して差分で定義し

$$\begin{aligned} f(t, y) &= \frac{y(t + \Delta t) - y(t)}{\Delta t} \\ \therefore y(t + \Delta t) &= y(t) + \Delta t f(t, y(t)) \end{aligned} \quad (4.6)$$

このような上式 1 式目の差分の取り方を「前進差分」と呼び、2 式目の Euler 法を「前進 Euler 法」と呼ぶ。この方法では時刻 t の情報のみから時刻 $t + \Delta t$ の情報を得ることができるようになっていて、「陽解法」と呼ぶ。

一方、以下のような「後退差分」で差分を定義する方法もあり

$$\begin{aligned} f(t, y) &= \frac{y(t) - y(t - \Delta t)}{\Delta t} \\ y(t + \Delta t) &= y(t) + \Delta t f(t + \Delta t, y(t + \Delta t)) \end{aligned} \quad (4.7)$$

このような Euler 法を「後退 Euler 法」と呼ぶ。この方法では、時刻 $t + \Delta t$ の情報を得るのに時刻 t の情報だけでは足りず他の方程式を解く必要がある。これを陽解法に対して「陰解法」と呼ぶ。

Euler 法の精度は 1 次であり、 Δt を小さくしてもあまり誤差は小さくならない。これは (4.6) が 1 次の Taylor 展開

$$y(t + \Delta t) \approx y(t) + \Delta t \frac{dy}{dt} \quad (4.8)$$

に対応しているからである。また、厳密解の近似として考えれば

$$\begin{aligned} y(t + \Delta t) &= y(t) + \int_0^{\Delta t} d\tilde{t} f(t + \tilde{t}, y(t + \tilde{t})) \\ &\approx y(t) + \Delta t f(t, y(t)) \end{aligned} \quad (4.9)$$

でこれはつまり図 4.1 のような近似をしていると解釈できる。

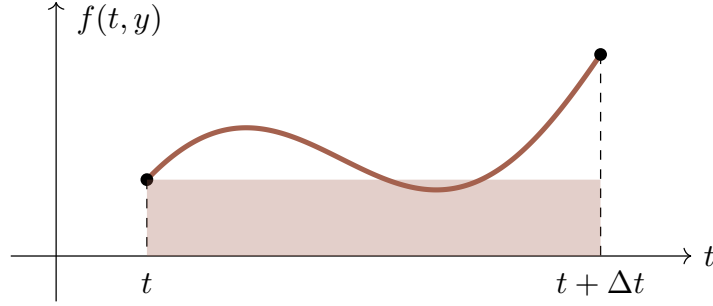


図 4.1 Euler 法の解釈（これほど f が変化するような Δt は大きすぎて本当は良くない）

4.2.2 実装

ここでは Lattice シミュレーションの時間発展に Euler 法を適用することを考える。4.1 節の最後で述べたように、1 つの 2 階微分方程式を 2 つの 1 階微分方程式に分解する。つの場合 $\phi(\tau, \mathbf{n})$ を考えた場合、各格子点で場の運動方程式を解くため $2N^3$ 個の 1 階微分方程式が存在する（ ϕ に対して N^3 個と ϕ' に対して N^3 個）。さらにスケール因子 a とその微分 a' に対する 1 階微分方程式が存在するため、合計 $2N^3 + 2$ 個の 1 階微分方程式に対して Euler 法を適用する。

$2N^3 + 2$ 個の微分方程式を

$$\frac{da(\tau_{\text{pr}})}{d\tau_{\text{pr}}} = a' \quad , \quad \frac{da'(\tau_{\text{pr}})}{d\tau_{\text{pr}}} = F^a(\tau_{\text{pr}}) \quad (4.10)$$

$$\frac{d\phi(\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n})}{d\tau_{\text{pr}}} = \phi'(\mathbf{n}) \quad , \quad \frac{d\phi'(\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n})}{d\tau_{\text{pr}}} = F^\phi(\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n}) \quad (4.11)$$

とすると、時刻 τ_{pr} の情報 $a(\tau_{\text{pr}}), a'(\tau_{\text{pr}}), \phi(\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n}), \phi'(\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n})$ から

$$\begin{aligned} a(\tau_{\text{pr}} + \Delta\tau_{\text{pr}}) &= a(\tau_{\text{pr}}) + \Delta\tau_{\text{pr}} a'(\tau_{\text{pr}}) \\ a'(\tau_{\text{pr}} + \Delta\tau_{\text{pr}}) &= a'(\tau_{\text{pr}}) + \Delta\tau_{\text{pr}} F^a(\tau_{\text{pr}}) \\ \phi(\tau_{\text{pr}} + \Delta\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n}) &= \phi(\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n}) + \Delta\tau_{\text{pr}} \phi'(\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n}) \\ \phi'(\tau_{\text{pr}} + \Delta\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n}) &= \phi'(\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n}) + \Delta\tau_{\text{pr}} F^\phi(\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n}) \end{aligned} \quad (4.12)$$

と得られる。注意が必要なのは、例えば F^a が ϕ' に依存し F^ϕ が a' に依存している場合、 a' を発展させるために $\phi'(\tau_{\text{pr}})$ を用いれば今度は ϕ' を発展させるための $a'(\tau_{\text{pr}})$ が存在しなくなってしまう。このような問題の解決のためには a, a', ϕ, ϕ' の値を保存しておくダミー配列が必要になり、（特に N^3 個の要素を持つ ϕ, ϕ' によって）メモリが圧迫されるので Lattice シミュレーションでは致命的である。

4.3 Leap-Frog 法

4.3.1 概要

Leap-Frog 法はもともと 2 階微分方程式に適用するような手法である（1 階微分方程式に適用する Leap-Frog 法は知らないだけであるかも）。ただし 2 つの 1 階微分方程式に分解することは他の手法と同様である。ここでは (4.4) に対する Leap-Frog 法を説明する。Leap-Frog 法は位置 x と速度 v の参照時刻を $\frac{\Delta t}{2}$ だけずらし、交互に時間発展させる手法であり (4.4) から

$$\begin{aligned} x(t + \Delta t) &= x(t) + \Delta t v \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right) \\ v \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right) &= v \left(t - \frac{\Delta t}{2} \right) + \Delta t f(t, x) \end{aligned} \quad (4.13)$$

のように時間発展後の値を得ることができる。ただし一般的には $f(t, x)$ が速度 v にも依存する場合が考えられ、そのような場合には (4.13)2 式目最終項が時刻 t の情報だけで表されなくなり、Leap-Frog 法の実装が困難になる。図 4.2 に Leap-Frog 法の発展方法のイメージを示す。

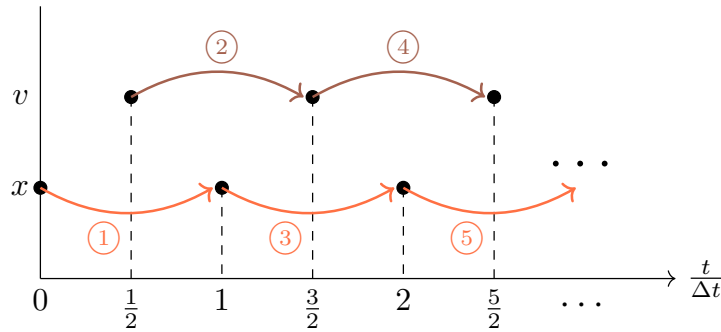


図 4.2 Leap-Frog 法のイメージ図

Leap-Frog 法の精度は 2 次であり、Runge-Kutta 法にはない「symplectic 性（エネルギー保存が良い性質）」を持っている。また、Leap-Frog 法の 4 次精度への一般化があり吉田法と呼ばれている。吉田法では

$$\begin{aligned} C &= [0.675, -0.175, -0.175, 0.675] \\ D &= [1.35, -1.7, 1.35] \end{aligned}$$

を用いて少々複雑な発展方法を実行する。図 4.2 に対応する発展のイメージは である。

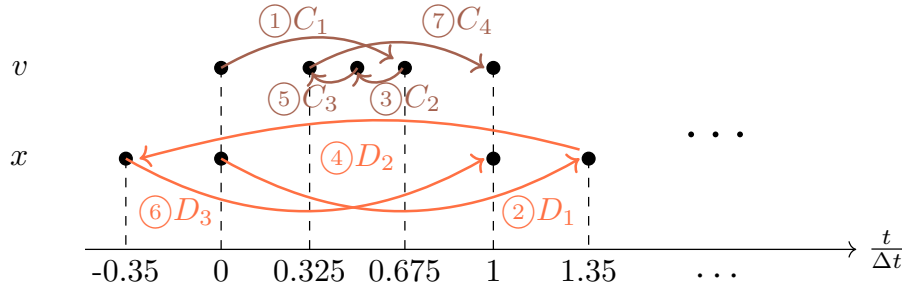


図 4.3 吉田法のイメージ図 (1 回の Δt 発展)

吉田法では Δt の発展開始時に x, v の参照時刻が等しく、Leap-Frog 法のようにずらす必要がない。

4.3.2 実装

Euler 法と同様に (4.10)(4.11) に対する時間発展後の表式は

$$\begin{aligned}
 a(\tau_{\text{pr}} + \Delta\tau_{\text{pr}}) &= a(\tau_{\text{pr}}) + \Delta\tau_{\text{pr}} a' \left(\tau_{\text{pr}} + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} \right) \\
 a' \left(\tau_{\text{pr}} + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} \right) &= a' \left(\tau_{\text{pr}} - \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} \right) + \Delta\tau_{\text{pr}} F^a(\tau_{\text{pr}}) \\
 \phi(\tau_{\text{pr}} + \Delta\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n}) &= \phi(\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n}) + \Delta\tau_{\text{pr}} \phi' \left(\tau_{\text{pr}} + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2}, \mathbf{n} \right) \\
 \phi' \left(\tau_{\text{pr}} + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2}, \mathbf{n} \right) &= \phi' \left(\tau_{\text{pr}} - \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2}, \mathbf{n} \right) + \Delta\tau_{\text{pr}} F^\phi(\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n})
 \end{aligned} \tag{4.14}$$

となる。Leap-Frog 法では、Euler 法で問題となったようなダミー配列によるメモリ圧迫の心配はない。なぜなら参照時刻をずらしているおかげで交互に時間発展させることができるからである。この利点は 4.3.1 節で注意した「 $f(t, x)$ が v に依存しない場合」によって保証されているものであるが、多分この条件は往々にして満たせない。(エイスケさんのコードではなんか解決できてた。忘れた。)

4.4 4 次の Runge-Kutta 法

4.4.1 概要

4 次の Runge-Kutta 法では 1 回の Δt 時間発展を行うのに、4 回の細かい時間発展を計算する。(4.5) に対する 4 次の Runge-Kutta 法は

$$y(t + \Delta t) = y(t) + \Delta t \left(\frac{S_1}{6} + \frac{S_2}{3} + \frac{S_3}{3} + \frac{S_4}{6} \right) \quad (4.15)$$

ここで $S_1 \sim S_4$ は

$$\begin{aligned} S_1 &= f(t, y(t)) & , & \quad S_2 = f\left(t + \frac{\Delta t}{2}, y(t) + \frac{\Delta t}{2} S_1\right) \\ S_3 &= f\left(t + \frac{\Delta t}{2}, y(t) + \frac{\Delta t}{2} S_2\right) & , & \quad S_4 = f(t + \Delta t, y(t) + \Delta t S_3) \end{aligned} \quad (4.16)$$

で求められる量である。

4.4.2 実装

上で見た最も単純な場合の Runge-Kutta 法 (4.15)(4.16) でもある程度複雑だが、Lattice シミュレーションに適用する場合にはより複雑になる。(4.10)(4.11) に対する時間発展の表式は

$$\begin{aligned} a(\tau_{\text{pr}} + \Delta\tau_{\text{pr}}) &= a(\tau_{\text{pr}}) + \Delta\tau_{\text{pr}} \left(\frac{S_1^a}{6} + \frac{S_2^a}{3} + \frac{S_3^a}{3} + \frac{S_4^a}{6} \right) \\ a'(\tau_{\text{pr}} + \Delta\tau_{\text{pr}}) &= a'(\tau_{\text{pr}}) + \Delta\tau_{\text{pr}} \left(\frac{S_1^{a'}}{6} + \frac{S_2^{a'}}{3} + \frac{S_3^{a'}}{3} + \frac{S_4^{a'}}{6} \right) \\ \phi(\tau_{\text{pr}} + \Delta\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n}) &= \phi(\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n}) + \Delta\tau_{\text{pr}} \left(\frac{S_1^\phi}{6} + \frac{S_2^\phi}{3} + \frac{S_3^\phi}{3} + \frac{S_4^\phi}{6} \right) \\ \phi'(\tau_{\text{pr}} + \Delta\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n}) &= \phi'(\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n}) + \Delta\tau_{\text{pr}} \left(\frac{S_1^{\phi'}}{6} + \frac{S_2^{\phi'}}{3} + \frac{S_3^{\phi'}}{3} + \frac{S_4^{\phi'}}{6} \right) \end{aligned} \quad (4.17)$$

である。ただし S は各変数に対して (4.16) と同様に

$$\begin{aligned} S_1^a &= a' & , & \quad S_2^a = a' + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_1^{a'} \\ S_3^a &= a' + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_2^{a'} & , & \quad S_4^a = a' + \Delta\tau_{\text{pr}} S_3^{a'} \end{aligned} \quad (4.18)$$

$$\begin{aligned}
S_1^{a'} &= F^a(a, a', \phi, \phi') \\
S_2^{a'} &= F^a \left(a + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_1^a, a' + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_1^{a'}, \phi + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_1^\phi, \phi' + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_1^{\phi'} \right) \\
S_3^{a'} &= F^a \left(a + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_2^a, a' + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_2^{a'}, \phi + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_2^\phi, \phi' + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_2^{\phi'} \right) \\
S_4^{a'} &= F^a \left(a + \Delta\tau_{\text{pr}} S_3^a, a' + \Delta\tau_{\text{pr}} S_3^{a'}, \phi + \Delta\tau_{\text{pr}} S_3^\phi, \phi' + \Delta\tau_{\text{pr}} S_3^{\phi'} \right)
\end{aligned} \tag{4.19}$$

$$\begin{aligned}
S_1^\phi &= \phi' & , & \quad S_2^\phi = \phi' + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_1^{\phi'} \\
S_3^\phi &= \phi' + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_2^{\phi'} & , & \quad S_4^\phi = \phi' + \Delta\tau_{\text{pr}} S_3^{\phi'}
\end{aligned} \tag{4.20}$$

$$\begin{aligned}
S_1^{\phi'} &= F^\phi(a, a', \phi, \phi') \\
S_2^{\phi'} &= F^\phi \left(a + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_1^a, a' + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_1^{a'}, \phi + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_1^\phi, \phi' + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_1^{\phi'} \right) \\
S_3^{\phi'} &= F^\phi \left(a + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_2^a, a' + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_2^{a'}, \phi + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_2^\phi, \phi' + \frac{\Delta\tau_{\text{pr}}}{2} S_2^{\phi'} \right) \\
S_4^{\phi'} &= F^\phi \left(a + \Delta\tau_{\text{pr}} S_3^a, a' + \Delta\tau_{\text{pr}} S_3^{a'}, \phi + \Delta\tau_{\text{pr}} S_3^\phi, \phi' + \Delta\tau_{\text{pr}} S_3^{\phi'} \right)
\end{aligned} \tag{4.21}$$

である。ただし a, a', ϕ, ϕ' は全て時刻 τ_{pr} における値であり、(4.20)(4.21) の S は本来 \mathbf{n} を指数に持ち各格子点について定義される量である。

Euler 法でも述べたように、正しく時間発展させるためには a, a', ϕ, ϕ' の値を保存しておくダミー配列が必要になる。以下で (4.17) から (4.21) の計算をする手順を説明しつつ、必要になるダミー配列の要素数も求める。

①まず時刻 τ_{pr} の情報 a, a', ϕ, ϕ' を持っているとして、 $S_1^a, S_1^{a'}, S_1^\phi, S_1^{\phi'}$ を計算する。この時、計算した S_1 の値を保存しておくために $2N^3 + 2$ 個の変数を持つダミー配列 ($S_1^a, S_1^{a'}$ が 1 個ずつ、 $S_1^\phi, S_1^{\phi'}$ が N^3 個ずつ) が必要になる。

$$a, a', \phi, \phi' \rightarrow S_1^a, S_1^{a'}, S_1^\phi, S_1^{\phi'} \text{ (Dummy List 1)}$$

②元々持っていた時刻 τ_{pr} の情報 a, a', ϕ, ϕ' と先ほど計算した $S_1^a, S_1^{a'}, S_1^\phi, S_1^{\phi'}$ から $S_2^a, S_2^{a'}, S_2^\phi, S_2^{\phi'}$ を計算する。この時、計算した S_2 の値を保存しておくために $2N^3 + 2$ 個の変数を持つ新たなダミー配列が必要になる。ここで時刻 τ_{pr} の情報 a, a', ϕ, ϕ' を書き換えていけないのは (4.17) や今後の S の計算でこれらの情報が必要になるからで、

$S_1^a, S_1^{a'}, S_1^\phi, S_1^{\phi'}$ を書き換えていけないのは S_2 の計算で S_1 の情報が必要だからである。

$$a, a', \phi, \phi' \text{ and } S_1^a, S_1^{a'}, S_1^\phi, S_1^{\phi'} \rightarrow S_2^a, S_2^{a'}, S_2^\phi, S_2^{\phi'} \text{ (Dummy List 2)}$$

③元々持っていた時刻 τ_{pr} の情報 a, a', ϕ, ϕ' と先ほど計算した $S_2^a, S_2^{a'}, S_2^\phi, S_2^{\phi'}$ から $S_3^a, S_3^{a'}, S_3^\phi, S_3^{\phi'}$ を計算する。この時 $S_1^a, S_1^{a'}, S_1^\phi, S_1^{\phi'}$ は (4.17) の時間発展を除けばもう使わないので、 S_1 の情報を $2N^3 + 2$ 個の変数を持つ新たなダミー配列に保存し、 S_3 の情報を元々 S_1 を保存していたダミー配列に上書きする。

$$S_1^a, S_1^{a'}, S_1^\phi, S_1^{\phi'} \text{ (Dummy List 1)} \rightarrow \frac{S_1^a}{6}, \frac{S_1^{a'}}{6}, \frac{S_1^\phi}{6}, \frac{S_1^{\phi'}}{6} \text{ (Dummy List 3)}$$

$$a, a', \phi, \phi' \text{ and } S_2^a, S_2^{a'}, S_2^\phi, S_2^{\phi'} \rightarrow S_3^a, S_3^{a'}, S_3^\phi, S_3^{\phi'} \text{ (Dummy List 1)}$$

④元々持っていた時刻 τ_{pr} の情報 a, a', ϕ, ϕ' と先ほど計算した $S_3^a, S_3^{a'}, S_3^\phi, S_3^{\phi'}$ から $S_4^a, S_4^{a'}, S_4^\phi, S_4^{\phi'}$ を計算する。この時、先程と同じように S_2 の情報を S_1 の情報が入っているダミー配列に追加し、 S_4 の情報を元々 S_2 を保存していたダミー配列に上書きする。

$$S_2 \text{ (Dummy List 2)} \rightarrow \frac{S_1}{6} + \frac{S_2}{3} \text{ (Dummy List 3)}$$

$$a, a', \phi, \phi' \text{ and } S_3^a, S_3^{a'}, S_3^\phi, S_3^{\phi'} \rightarrow S_4^a, S_4^{a'}, S_4^\phi, S_4^{\phi'} \text{ (Dummy List 2)}$$

⑤最後に S_3, S_4 の情報を S_1 と S_2 の情報が入っているダミー配列に追加し、この配列と時刻 τ_{pr} の情報 a, a', ϕ, ϕ' を用いて (4.17) を通して時刻 $\tau_{\text{pr}} + \Delta\tau_{\text{pr}}$ の情報を得る。これで得られる情報で時刻 τ_{pr} の配列を上書きして良い。

$$\begin{aligned} S_3, S_4 \text{ (Dummy List 1, 2)} &\rightarrow \frac{S_1}{6} + \frac{S_2}{3} + \frac{S_3}{3} + \frac{S_4}{6} \text{ (Dummy List 3)} \\ &\rightarrow a, a', \phi, \phi' \text{ at } \tau_{\text{pr}} + \Delta\tau_{\text{pr}} \text{ (Main List)} \end{aligned}$$

上記のような手順で $\Delta\tau_{\text{pr}}$ の時間発展を計算するが、ここで必要になったダミー配列の容量（メモリ）は変数 a, a', ϕ, ϕ' の 3 つ分である。つまり 4 次の Runge-Kutta 法を実行するためには、扱う変数（スケール因子と場の値）の 4 倍のメモリが必要になる。このメモリ圧迫は Lattice シミュレーションでは致命的だよね（泣）。

第 5 章

アウトプット

本章では Lattice シミュレーションで得られたプログラム上の値から、物理量を取り出すための方法を説明する。5.1 節で取り出す背景量とその取り出し方を説明し、5.3 節でゆらぎの PDF（確率分布関数）の計算方法を説明し、5.3 節で物理的なパワースペクトルの計算方法を説明する。

5.1 背景量

Lattice シミュレーションにおいて場に関する背景量は、各格子点での値を足し合わせた後に格子点数で割るという格子平均で計算される。計算式は

$$\langle f \rangle \equiv \frac{1}{N^3} \sum_{\mathbf{n}} f(t, \mathbf{n}) \quad (5.1)$$

である。以降はよく出力される量について、プログラム上の値から計算する方法を記す。

• e-folds

Lattice シミュレーション開始から経過した e-folds は

$$N_e = \ln \left(\frac{a}{a_{\text{ini}}} \right) = \ln a \quad (5.2)$$

• Hubble パラメータ

出力する Hubble パラメータはインフラトン質量で無次元化する。(1.7) を用いて

$$\frac{H}{m} = \frac{\partial_t a}{ma} = \frac{\partial_\tau a}{ma^2} = \frac{ma^s a'}{ma^2} = a^{s-2} a' \quad (5.3)$$

• 場の平均値

場 ϕ の値はリスケージングの影響を受けないので (5.1) の格子平均を用いて

$$\bar{\phi} = \langle \phi \rangle \quad (5.4)$$

• 場の微分の平均値

場 ϕ の微分は時間微分からリスケージングの影響を受けるので (1.8) を考慮する。また Hubble パラメータと同様にインフラトン質量で無次元化して

$$\frac{\overline{\partial_t \phi}}{m} = \frac{\langle \partial_\tau \phi \rangle}{ma} = \frac{ma^s \langle \phi' \rangle}{ma} = a^{s-1} \langle \phi' \rangle \quad (5.5)$$

• キュムラント

確率変数 X とその平均値 \bar{X} に対して、 $\langle (X - \bar{X})^n \rangle$ に関する量を n 次のキュムラントと呼ぶ。1 次のキュムラントは平均値、2 次のキュムラントは分散、3 次のキュムラントは歪度 (skewness)、4 次のキュムラントは尖度 (kurtosis) に関係する。ガウス分布の 3 次以上のキュムラントは全て 0 となるため (ただし偶数次のキュムラントに対しては特別な定義が必要)*¹、キュムラントによって非ガウス性を数値化することができる。

Lattice シミュレーションにおいては統計的平均の $\langle \dots \rangle$ が空間平均と等しいと仮定 (近似) するので、場 ϕ の n 次のキュムラントは

$$n \text{ th cumulant} = \frac{1}{N^3} \sum_n (\phi - \bar{\phi})^n \quad (5.6)$$

*¹ 計算は付録を参照

で計算する。ちなみに（エルゴード性を完全に信頼した場合の）統計的公式、例えば $\sigma^2 = \langle X^2 \rangle - \langle X \rangle^2$ 、を用いて Lattice シミュレーションのキュムラントを計算すると 3 次以上で正しい結果を出さなくなってしまう*2。よって (5.6) のような愚直な格子平均で計算する。（多分エルゴード性を信頼する計算を何回も行うことによるもの、あるいは別の原因）

5.2 ゆらぎの PDF

場 ϕ のゆらぎの PDF (Probability Distribution Function) はその定義から、実空間でのゆらぎの値を数えれば良い。先に平均 $\bar{\phi}$ と標準偏差 $\sigma_\phi = \sqrt{\langle (\phi - \bar{\phi})^2 \rangle}$ を (5.4)(5.6) に従って計算する。次に標準偏差で規格化した各格子点でのゆらぎの値

$$\frac{\delta\phi(\mathbf{n})}{\sigma_\phi} = \frac{\phi(\mathbf{n}) - \bar{\phi}}{\sigma_\phi} \quad (5.7)$$

を計算し、どの数値範囲に属するかを数える。この数値範囲あるいは bin 幅は任意だが、私は 0.1 で計算した。つまり $[0, 0.1), [0.1, 0.2), \dots$ のような bin でカウントした。具体的なコードの処理は第 I, II 部を参照すべき。

*2 計算は付録を参照

5.3 パワースペクトル

本節では場 f の（無次元）パワースペクトルを計算する方法を説明する。まず LATTICEEASY[1] で用いられている計算方法を説明し、続いて [2] で改良された計算方法を見、その後オリジナルの計算方法を見る。無次元パワースペクトルを $P(k)$ と表記し、パワースペクトルを $\mathcal{P}(k)$ と表記する。

まずは LATTICEEASY で用いられている計算方法を説明する。場 f に対して解析的なパワースペクトルは、フーリエモード $f(k)$ を用いて

$$\mathcal{P}_f(k) = |f(k)|^2$$

で計算される。フーリエモードの関係式 (2.13) を考慮すると、解析的なパワースペクトルを再現するためには、Lattice 上の離散フーリエモード $f(\kappa)$ を用いて

$$\mathcal{P}_f(k) = \frac{dx_{\text{pr}}^6}{L^3} |f(\kappa)|^2 = \frac{dx_{\text{pr}}^6}{m^3 L_{\text{pr}}^3} |f(\kappa)|^2 \quad (5.8)$$

ただし、解析的にはフーリエモードが運動量ベクトルの大きさ k のみに依存する場合が多く（絶対かも）、一方で Lattice 上ではフーリエモードは逆格子ベクトルの方向にも依存する $f(\kappa)$ 。

このことを考慮して、Lattice 上で逆格子ベクトルの大きさのみに依存する量を取り出すために逆格子ベクトルの方向で平均を取る。つまり

$$\mathcal{P}_f(k) = \frac{dx_{\text{pr}}^6}{m^3 L_{\text{pr}}^3} \frac{\sum_{\kappa} |f(\kappa)|^2}{\sum_{\kappa}} \quad (5.9)$$

で \sum_{κ} は大きさ κ を持つ任意の方向の逆格子ベクトル κ での和を表す。この和は連続空間では半径 k の球面積分に対応し、格子上は離散化されているため幅を持たせて球殻で平均を取る。平均を取る球殻の幅は逆格子ベクトルの大きさの最小値 $\frac{2\pi}{L}$ とする。つまり、

$$\sum_{\kappa} = \sum_{[\frac{2\pi}{L}i, \frac{2\pi}{L}(i+1))}, \quad |\kappa| \times \frac{L}{2\pi} \in [i, i+1) \quad (5.10)$$

と表せる。(2.1) より、逆格子ベクトルの係数 $\frac{2\pi}{L}$ を除いたベクトル \mathbf{m} で表せば

$$\sum_{|\mathbf{m}|} = \sum_{[i, i+1)}, \quad |\mathbf{m}| \in [i, i+1) \quad (5.11)$$

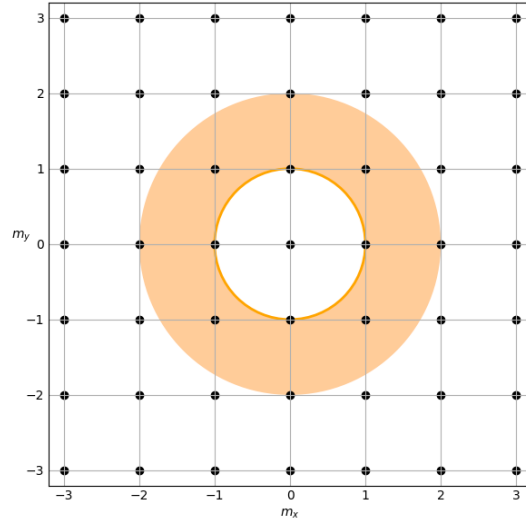


図 5.1 (5.11) の和の取り方のイメージ。この図では空間が 2 次元の場合で、 $|\mathbf{m}| \in [1, 2)$ の領域を表している。

となる。図 5.1 に和の取り方のイメージ図を示す。無次元パワースペクトルに直すには逆格子ベクトルの 3 乗を掛け算してやれば良い。

最終的に、LATTICEEASY[1] で用いられている無次元パワースペクトルの計算方法は

$$P_f(k) = P_f(\kappa) = \frac{dx_{\text{pr}}^6}{L_{\text{pr}}^3} \frac{\kappa_{\text{pr}}^3}{2\pi^2} \frac{\sum |f(\boldsymbol{\kappa})|^2}{\sum} \quad (5.12)$$

$$\kappa_{\text{pr}} = \frac{\sum |\boldsymbol{\kappa}_{\text{pr}}|}{\sum}, \quad \sum = \sum_{|\mathbf{m}| \in [i, i+1)}$$

である。

次に [2] で用いられている計算方法を説明する。2.3 節で述べたように、物理的な運動量に対応するものは Lattice 上の有効運動量ベクトル \mathbf{k}_{eff} である（と信じている）。このことを考慮し、(5.12) において平均を取った量 $\frac{\sum |f|^2}{\sum}$ は物理的な運動量 k_{eff} における情報だとした。つまり、無次元パワースペクトルは

$$P_f(k) = P_f(k_{\text{eff}}) = \frac{dx_{\text{pr}}^6}{L_{\text{pr}}^3} \frac{k_{\text{eff,pr}}^3}{2\pi^2} \frac{\sum |f(\boldsymbol{\kappa})|^2}{\sum} \quad (5.13)$$

$$k_{\text{eff,pr}} = \frac{\sum |\mathbf{k}_{\text{eff,pr}}|}{\sum}, \quad \sum = \sum_{|\mathbf{m}| \in [i, i+1)}$$

(5.12) からの計算上の変更点は、見ている運動量スケールを $\kappa \rightarrow k_{\text{eff}}$ と読み替えただけで、 κ^3 の部分と横軸の κ を k_{eff} にすれば良い。 $\sum |f|^2$ の計算の仕方は変更していない。

次にオリジナルの計算方法を説明する。(5.13) では変更されなかった $\sum |f|^2$ （厳密には $\sum_{|\mathbf{m}| \in [i, i+1)}$ の和の取り方）を変更する。もともとこの和は、運動量の大きさ k に幅を持たせて球殻で平均を取るためのものであった。運動量 k に対応するものが有効運動量 k_{eff} であることを考慮すれば、 k_{eff} に幅を持たせて球殻で平均を取るのが良いと考えられる。よって

$$P_f(k) = P_f(k_{\text{eff}}) = \frac{dx_{\text{pr}}^6}{L_{\text{pr}}^3} \frac{k_{\text{eff,pr}}^3}{2\pi^2} \frac{\sum |f(\mathbf{k}_{\text{eff}})|^2}{\sum} \quad (5.14)$$

$$k_{\text{eff,pr}} = \frac{\sum |\mathbf{k}_{\text{eff,pr}}|}{\sum}, \quad \sum = \sum_{|\mathbf{k}_{\text{eff}}| \times \frac{L}{2\pi} \in [i, i+1)}$$

と表される。((5.13) と (5.14) の結果はあまり変わらなかった)

第Ⅱ部

単一場インフレーション

第 6 章

セットアップと実装表式

本章では、単一場インフレーションの Lattice シミュレーションで用いた詳細なセットアップと、実際に用いた実装表式を説明する。第 I 部で既に説明した内容については触れない。6.1 節で用いたセットアップのまとめを説明、6.2 節で初期条件の説明、6.3 節で実装する発展方程式の導出、6.4 節で出力する量の説明、6.5 節でインフラトンポテンシャルの計算、6.6 節でインプットすべきパラメータの説明をする。

ここでは概念的なセットアップと理論的な計算を記すため、具体的（あるいは技術的）なコードの解説は 7 章と 8 章を参照すべき。

6.1 セットアップのまとめ

ここで扱うのは単一場インフレーションでラグランジアンは

$$\mathcal{L} = \sqrt{-g} \left[-\frac{1}{2} g^{\mu\nu} (\partial_\mu \phi) (\partial_\nu \phi) - V(\phi) \right] \quad (6.1)$$

である。インフラトン場 ϕ は実スカラー場の場合を考えているので、プログラム上で扱う変数はインフラトン場 ϕ ・ その時間微分 ϕ' ・ スケール因子 a ・ その時間微分 a' である。全格子点数が N^3 個であることを考慮すれば、変数の数は $2N^3 + 2$ 個である。

インフラトンゆらぎは場の値 ϕ, ϕ' に含まれているが、計量ゆらぎについては小さいと考えて無視し、平坦な FLRW 計量を考える。

$$ds^2 = a^2 [-d\tau^2 + \delta_{ij} dx^i dx^j] \quad (6.2)$$

これは線形摂動論において計量ゆらぎは slow-roll パラメータに比例するので、インフラトンが十分 slow-roll していれば計量ゆらぎは無視できるからである [2]。今は計量ゆらぎ

を無視して、この近似のためにシミュレーション中は十分 slow-roll している必要がある。

空間の有限化に伴うインフラトン場の境界条件は周期的境界条件 (1.2) を課し、微分演算子の離散化と対応する有効運動量ベクトルの定義は (2.9)(2.10)

$$\nabla^2 f(\mathbf{n}) = \frac{1}{dx^2} \sum_{i=x,y,z} \sum_{c=\pm 1} [f(\mathbf{n} + c\mathbf{e}_i) - f(\mathbf{n})] \quad (6.3)$$

$$[k_{\text{eff}}(\mathbf{m})]_i = \frac{2}{dx} \sin\left(\frac{\pi m_i}{N}\right) \quad (6.4)$$

を用いる。ここで解像度の高いラプラシアンを定義を用いた理由は、後に見るように発展方程式に 1 階微分が現れずラプラシアンのみが現れるからで、1 階微分の離散化を定義する必要がないためである。

時間発展の方法は 4 次の Runge-Kutta 法 (4.4 節) を用いる。

6.2 初期条件

6.2.1 背景量

背景量の初期値は 3.1 節で説明した通りである。ただし、Hubble パラメータの初期値に用いるエネルギー密度の表式は明らかにしていなかったののでここで見る。前述したように、エネルギー密度に対するゆらぎの寄与は無視するので、運動エネルギーとポテンシャルエネルギー（つまりインフラトン場に関する背景量 $\bar{\phi}_{\text{ini}}, \bar{\phi}'_{\text{ini}}$ のみ）から決まり

$$\rho_{\text{pr,ini}} = \frac{1}{2}\bar{\phi}'_{\text{ini}}^2 + V_{\text{pr}}(\bar{\phi}_{\text{ini}}) \quad (6.5)$$

である。ここでスケール因子の初期値が 1 であることを用いた。ゆらぎの寄与を無視しているので、インプットパラメータである $\bar{\phi}_{\text{ini}}, \bar{\phi}'_{\text{ini}}$ から簡単に計算できる。よってハッブルパラメータの初期値は

$$H_{\text{ini}} = m \sqrt{\frac{\bar{\phi}'_{\text{ini}}^2 + 2V_{\text{pr}}(\bar{\phi}_{\text{ini}})}{6}} \quad (6.6)$$

6.2.2 インフラトンゆらぎ

3.3 節で量子ゆらぎを再現するインフラトンゆらぎの実装方法を見た。私は単一場インフレーションのシミュレーション「SFInflation」で、モード関数として Hankel 関数を用いる。これは 3.3 節で用いた sub-horizon 極限のモード関数 (3.8) の一般化であり、super-horizon のゆらぎも考慮できるモード関数である。ただし Hankel 関数を用いた場合でも、slow-roll 近似を課しているため **Lattice シミュレーション開始時に十分 slow-roll かつ線形摂動論が有効でなければならない**ことは変わらない。

Hankel 関数を用いた場合の解析的なインフラトンパワースペクトルは

$$\mathcal{P}_{\delta\phi}(k) = \frac{-\pi\tau}{4a^2} |H_\nu^{(1)}(-k\tau)|^2 \quad (6.7)$$

であり、インフラトンゆらぎのモード関数は

$$\delta\phi(k) = \frac{\sqrt{-\pi\tau}}{2a} H_\nu^{(1)}(-k\tau) \quad (6.8)$$

である。ここで ν は slow-roll の 0 次近似で評価して

$$\nu = \sqrt{\frac{9}{4} - \frac{m_{\text{eff}}^2}{H^2}} = \sqrt{\frac{9}{4} - \frac{m^2}{H_{\text{ini}}^2} \frac{m_{\text{eff}}^2}{m^2}} \quad , \quad m_{\text{eff}}^2 = \frac{d^2 V(\phi)}{d\phi^2} \quad (6.9)$$

を用いる^{*1}。Hankel 関数の引数を χ で表すと (2.12)(3.3)(3.4) より

$$\chi = \frac{k_{\text{eff}}}{H_{\text{ini}}} = \frac{k_{\text{eff,pr}}}{a'_{\text{ini}}} = k_{\text{eff}} \sqrt{\frac{3}{\rho_{\text{pr,ini}}}} \quad (6.10)$$

のようにプログラム上の値で与えられる。

この解析解を (3.16) に用いて、プログラム上で実装するインフラトンゆらぎ（のフリーモード）の初期条件は

$$\begin{aligned} \delta\phi(\boldsymbol{\kappa}) &= \frac{1}{\sqrt{2}} |\delta\phi|_{\text{pr}} \left(\sqrt{-\ln X_1} e^{i2\pi Y_1} + \sqrt{-\ln X_2} e^{i2\pi Y_2} \right) \\ |\delta\phi|_{\text{pr}} &= m \frac{L_{\text{pr}}^{\frac{3}{2}}}{dx_{\text{pr}}^3} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{a'_{\text{ini}}}} |H_\nu(\chi)| \end{aligned} \quad (6.11)$$

ただし Hankel 関数の第 1 種と第 2 種を表す上付き添字 (1), (2) は、この式では違いが現れないので省略した。第 1 種 Hankel 関数と第 2 種 Hankel 関数は各々 sub-horizon 極限

^{*1} 計算は付録を参照

で $e^{\mp ik\tau}$ に比例するため、3.3.3 節の等方的初期条件から両方の寄与を考慮している。これは時間微分のゆらぎを考える時に重要になる。

インフラトン場の時間微分のゆらぎは 3.3.4 節のようにモード関数の微分から求める。Hankel 関数は Bessel 関数 J_ν と Nuemann 関数 N_ν を用いて

$$H_\nu^{(1)} = J_\nu + iY_\nu, \quad H_\nu^{(2)} = J_\nu - iY_\nu$$

と書け、これらの満たす微分漸化式を用いて計算される (3.17) に対応するプログラム上の微分ゆらぎは

$$\begin{aligned} \delta\phi'(\boldsymbol{\kappa}) = & \left[\left(\nu - \frac{3}{2} \right) a'_{\text{ini}} - k_{\text{eff,pr}} \frac{J_\nu J_{\nu-1} + Y_\nu Y_{\nu-1}}{|H_\nu|^2} \right] \delta\phi(\boldsymbol{\kappa}) \\ & + ik_{\text{eff,pr}} \frac{J_{\nu-1} Y_\nu + J_\nu Y_{\nu-1}}{|H_\nu|^2} \frac{|\delta\phi|_{\text{pr}}}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{-\ln X_1} e^{i2\pi Y_1} - \sqrt{-\ln X_2} e^{i2\pi Y_2} \right] \end{aligned} \quad (6.12)$$

ここで Hankel 関数・Bessel 関数・Neumann 関数の引数は全て χ である*2。

6.3 発展方程式

本節では Lattice シミュレーションで実装する発展方程式を記す（導出は付録を参照）。(6.1) のラグランジアンから Euler-Lagrange 方程式を求めるだけだが、摂動論とは異なり Lattice では場はそのまま扱う。つまり ϕ の発展方程式は

$$\partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0$$

であり、 $\bar{\phi}$ と $\delta\phi$ の方程式に分解する必要はない。上式から得られるインフラトン場 ϕ の発展方程式は

$$\partial_\tau^2 \phi + 2\mathcal{H}\partial_\tau \phi - \nabla^2 \phi + a^2 \frac{dV}{d\phi} = 0 \quad (6.13)$$

プログラム上の値に直すと

$$\phi'' = -(s+2) \frac{a'}{a} \phi' + \frac{\nabla_{\text{pr}}^2 \phi}{a^{2s}} - a^2 \frac{dV_{\text{pr}}}{d\phi} \quad (6.14)$$

この式の右辺が (4.11) の $F^\phi(\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n})$ に対応する。またこの発展方程式は各格子点の $\phi(\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n})$ に対して定義されるため、方程式の数で言えば N^3 個ある。

*2 計算は付録を参照

スケール因子の発展方程式は Einstein 方程式であり、今回は空間成分の方程式（一般に Friedmann 方程式と呼ばれない方）を用いる。なぜなら自然に 2 階微分が現れるからである（Axion-U(1) インフレーションの文脈では別の理由もあるが）。

$$\frac{\partial_\tau^2 a}{a} = \frac{a^2}{6}(\rho - 3p) \quad (6.15)$$

プログラム上の値に直すと

$$a'' = -s \frac{(a')^2}{a} + \frac{a^3}{6} \langle \rho_{\text{pr}} - 3p_{\text{pr}} \rangle \quad (6.16)$$

ここで $\langle \dots \rangle$ は格子平均 (5.1) であり、エネルギー密度と圧力は

$$\rho_{\text{pr}} = \frac{(\phi')^2}{2a^2} - \frac{\phi \nabla_{\text{pr}}^2 \phi}{2a^{2s+2}} + V_{\text{pr}} \quad (6.17)$$

$$p_{\text{pr}} = \frac{(\phi')^2}{2a^2} + \frac{\phi \nabla_{\text{pr}}^2 \phi}{6a^{2s+2}} - V_{\text{pr}} \quad (6.18)$$

である。

スケール因子の発展に用いなかった Friedmann 方程式

$$\mathcal{H}^2 = \frac{a^2}{3} \rho \quad (6.19)$$

は時間発展に伴って破れないかどうか調べておく。具体的には

$$E \equiv \frac{3\mathcal{H}^2}{a^2 \rho} = \frac{3 \left(\frac{ma^s a'}{a} \right)^2}{a^2 m^2 a^{2s} \langle \rho_{\text{pr}} \rangle} = \frac{3(a')^2}{a^4 \langle \rho_{\text{pr}} \rangle} \quad (6.20)$$

という値が 1 から外れないかどうかを調べる。このような、整合性のために調べておく条件 (式) を「Consistency Condition」と呼ぶこととする。

6.4 アウトプット

本節では出力する物理量を説明する。5 章で述べた e-folds・Hubble パラメータ・インフラトン場に関する平均値・インフラトン場に関するキュムラント・インフラトンゆらぎの PDF・インフラトンゆらぎのパワースペクトルに加え、プログラム時間 τ_{pr} ・スケール因子 a ・slow-roll パラメータを出力する。 τ_{pr}, a はプログラム上の値をそのまま出力するが、slow-roll パラメータは少々式変形が必要になる。

slow-roll パラメータ ϵ, η として信じる定義は

$$\epsilon \equiv -\frac{\partial_t H}{H^2} \quad , \quad \eta \equiv \frac{d \ln \epsilon}{d N_e} \quad (6.21)$$

とする。これらは時間のみに依存する背景量であることを注意しておく（定義というか出発点となる表式を変えると、どのタイミングで格子平均を取るかわかる。結果がそのタイミングに依らない場合に良い Lattice シミュレーションと言えるのだろうけど、）。slow-roll パラメータは無次元量なのでリスケールリングの影響を受けず、 $\epsilon = \epsilon_{\text{pr}}, \eta = \eta_{\text{pr}}$ である。注意が必要なのは、「リスケールリングの影響を受けないこと」と「プログラム上の値で書き直すこと」は別である。

slow-roll パラメータ ϵ は Consistency Condition(6.20) が十分良く成立していると仮定して

$$\epsilon = \frac{3}{2} \left(1 + \frac{\langle p_{\text{pr}} \rangle}{\langle \rho_{\text{pr}} \rangle} \right) \quad (6.22)$$

(6.21) から解析的な (not Lattice の) 計算を進めた表式 $\epsilon = \frac{3}{2} \left(1 + \frac{p}{\rho} \right)$ を定義とすると、Lattice で計算するべきは $\epsilon = \frac{3}{2} \left(1 + \langle \frac{p}{\rho} \rangle \right)$ のように格子平均のタイミングが異なる。

slow-roll パラメータ η は

$$\begin{aligned} \eta = & \left[-3 - 3 \frac{\langle (\phi')^2 \rangle}{a^2 \langle \rho_{\text{pr}} + p_{\text{pr}} \rangle} \right] + 2\epsilon - 2 \frac{a}{a'} \frac{1}{\langle \rho_{\text{pr}} + p_{\text{pr}} \rangle} \left\langle \frac{dV_{\text{pr}}}{d\phi} \phi' \right\rangle \\ & - \frac{\langle \phi \nabla_{\text{pr}}^2 \phi \rangle}{3a^{2s+2} \langle \rho_{\text{pr}} + p_{\text{pr}} \rangle} + \frac{4}{3a^{2s+1} a'} \frac{\langle \phi' \nabla_{\text{pr}}^2 \phi \rangle}{\langle \rho_{\text{pr}} + p_{\text{pr}} \rangle} \end{aligned} \quad (6.23)$$

ここで支配的な寄与をするのは 1 行目である。

6.5 インフラトンポテンシャル

本節ではインフラトンポテンシャル $V(\phi)$ の具体的な表式と、対応するプログラム上の表式 $V_{\text{pr}}, \frac{dV_{\text{pr}}}{d\phi}, \frac{d^2V_{\text{pr}}}{d\phi^2}$ を求める。 V_{pr} はエネルギー密度 (6.17) と圧力 (6.18) で用いる。 $\frac{dV_{\text{pr}}}{d\phi}$ はインフラトン場の発展方程式 (6.14) で用いる。 $\frac{d^2V_{\text{pr}}}{d\phi^2}$ はゆらぎの初期条件 (6.9) で用いる。

6.5.1 Chaotic ポテンシャル

$$V(\phi) = \frac{1}{2}m^2\phi^2 \quad (6.24)$$

に対して (1.11) より

$$\begin{aligned} V_{\text{pr}} &= \frac{\phi^2}{2a^{2s}} \\ \frac{dV_{\text{pr}}}{d\phi} &= \frac{\phi}{a^{2s}} \\ \frac{d^2V_{\text{pr}}}{d\phi^2} &= \frac{1}{a^{2s}} \xrightarrow{\text{initial}} 1 \end{aligned} \quad (6.25)$$

ただし 2 階微分はゆらぎの初期条件で用いるので (3.1) を使った。

6.5.2 Step ポテンシャル

$$V(\phi) = \frac{1}{2}m^2\phi^2 \left[1 + s \tanh \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right) \right] \quad (6.26)$$

に対しては、双曲線関数の位相を $\theta = \frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d}$ と表記すると

$$\begin{aligned} V_{\text{pr}} &= \frac{\phi^2}{2a^{2s}} (1 + s \tanh \theta) \\ \frac{dV_{\text{pr}}}{d\phi} &= \frac{\phi}{a^{2s}} (1 + s \tanh \theta) + \frac{\phi}{2a^{2s}} \frac{\phi}{d} \frac{s}{\cosh^2 \theta} \\ \frac{d^2V_{\text{pr}}}{d\phi^2} &= 1 + s \tanh \theta + \frac{s \frac{\phi}{d}}{\cosh^2 \theta} \left(2 - \frac{\phi}{d} \tanh \theta \right) \end{aligned} \quad (6.27)$$

ただし 2 階微分は既に (3.1) を用いた表式である*3。

*3 計算は付録を参照

6.6 インプットパラメータ

本節では単一場インフレーションの Lattice シミュレーションを実行するのに必要なインプットパラメータを説明する。「型 変数名：説明」のフォーマットで説明する。型がないものはマクロ名である（マクロの説明は省略する）。重要なものや、よく値を操作するものは赤字で記載する。

Lattice 特有のパラメータは

- **double L**：立方領域の一辺の（共動的な）プログラム上の長さの値
- **int N**：一辺の格子点数（2 の累乗）
- **int num_thread**：OpenMP で用いるスレッド数（コンピュータごとに可能な最大値が異なるので注意）

物理的なパラメータは

- **MODEL**：インフラトンポテンシャルの選択（0 → chaotic, 1 → step）
- **double m**：換算プランク質量単位のインフラトン質量
- NDIMS：空間次元、3 にしておくべき
- **int nflds**：場の数、1 にしておくべき
- **double initfield[]**：インフラトン場の背景量初期値（換算プランク質量単位）
- **double initderivs[]**：インフラトン場微分の背景量初期値（換算プランク質量単位）
- **bool hankel**：インフラトンゆらぎの初期条件（true → Hankel 関数, false → 指数関数）
- **double kcutoff**：運動量カットオフ（多分使用しない、LATTICEEASY の名残）

シミュレーションに必要なパラメータは

- **double dt**：1 回の時間発展に用いる時間間隔のプログラム上の値 $\Delta\tau_{\text{pr}}$
- **double tf**：シミュレーション終了時のプログラム上の時刻
- **int seed**：一様乱数 X, Y を生成する時のシード値
- **int continue_run**：Lattice シミュレーションを続けて行う場合に、何回目のシミュレーションかを表す数（基本 0 にしておく、LATTICEEASY の名残）
- **char alt_extension[]**：出力する dat ファイルの名前に付ける文字（設定しなくて

良い)

- `int noutput_times`: (背景量の) 値の出力を行う回数
- `int print_interval`: CLI に現在の τ_{pr} を出力する際の (我々の世界での) 時間間隔
- `int screen_updates`: CLI に現在の τ_{pr} を出力するかどうか (1 → 出力する)
- `double checkpoint_interval`: `dat` ファイルを flush する (書き出す) プログラム上の時間間隔
- `double store_lattice_times[]`: 触らぬ神に祟りなし、LATTICEEASY の名残
- `int smeanvars`: インフロン場に関する背景量 (`means_0.dat`) を出力するかどうか (1 → 出力する)
- `int sexpansion`: スケール因子に関する量 (`sf_0.dat`) を出力するかどうか (1 → 出力する)
- `double t_start_output`: 出力をいつから始めるか (0 にしておくべき)
- `int senergy`: インフロン場のエネルギーに関する量 (`energy_0.dat`) を出力するかどうか (1 → 出力する)
- `double tenergy`: インフロン場のエネルギーに関する量の出力をいつから始めるか
- `int sspectra`: インフロンゆらぎのパワースペクトル (`spectra0_0.dat`, `spectra_eff0_0.dat`) を出力するかどうか (1 → 出力する)
- `double tspectra`: インフロンゆらぎのパワースペクトルの出力をいつから始めるか
- `int spdf`: インフロンゆらぎの PDF (`pdf0_0.dat`) を出力するかどうか (1 → 出力する、ただし `sspectra=1` でなければいけない)
- `int pdfrange`: インフロンゆらぎの PDF の横軸 $\frac{\delta\phi}{\sigma}$ の最大値

「`model.hpp`」ヘッダファイルでインプットするパラメータは

- `double rescale_B`: (1.5) の位置リスケージングパラメータ (インフロン質量を用いるのがデフォルト)
- `double rescale_s`: (1.5) の時間微分リスケージングパラメータ (1 がデフォルト)
- `double ...`: インフロンポテンシャルのパラメータ群

第 7 章

ファイル構造

本章では単一場インフレーションを Lattice シミュレーションする「SingleInflation」に含まれるファイルあるいはディレクトリの構造を説明する。構造のイメージを図 7.1 に示す。

単一場インフレーションの Lattice シミュレーションをするためのディレクトリ（フォルダ）「SingleInflation」は 2 つのディレクトリから構成されている。1 つは Lattice シミュレーションを実行するための C++ コードファイルと、シミュレーションによって出力される dat ファイルを含む「SFInflation」である。もう 1 つは、Lattice シミュレーションによって出力された dat ファイルから結果のグラフを描画するための python コードファイルを含む「visualize」である。

7.1 節では Lattice シミュレーションを実行するための「SFInflation」ディレクトリについて説明し、7.2 節では dat ファイルからグラフを描画するための「visualize」ディレクトリについて説明する。

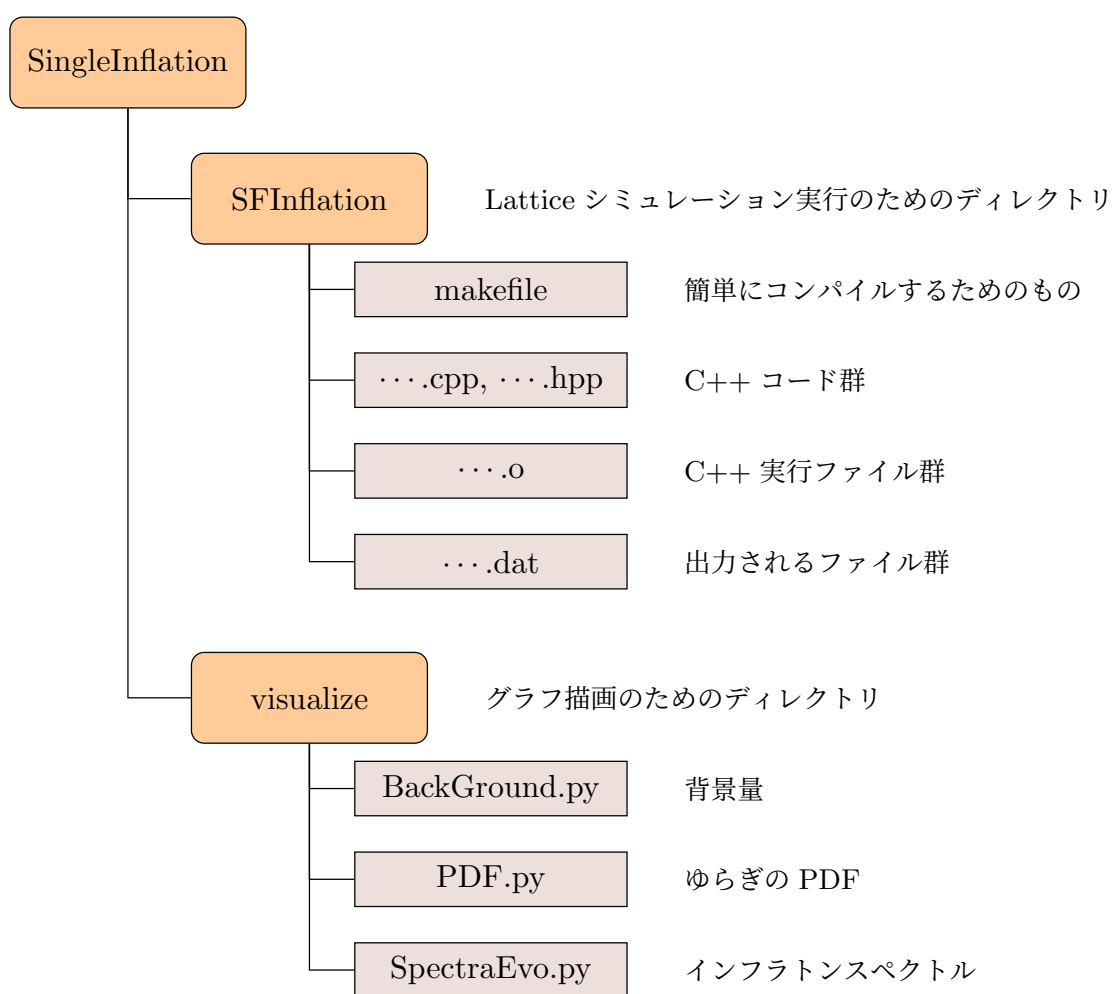


図 7.1 ファイル構造の概要図

7.1 SFInflation ディレクトリ

本節では Lattice シミュレーションを実行するための C++ コードファイル (cpp 拡張子のソースファイルと hpp 拡張子のヘッダファイル) について、各ファイルの役割等を説明する。C++ コードファイルの依存関係を図 7.2 に示す。

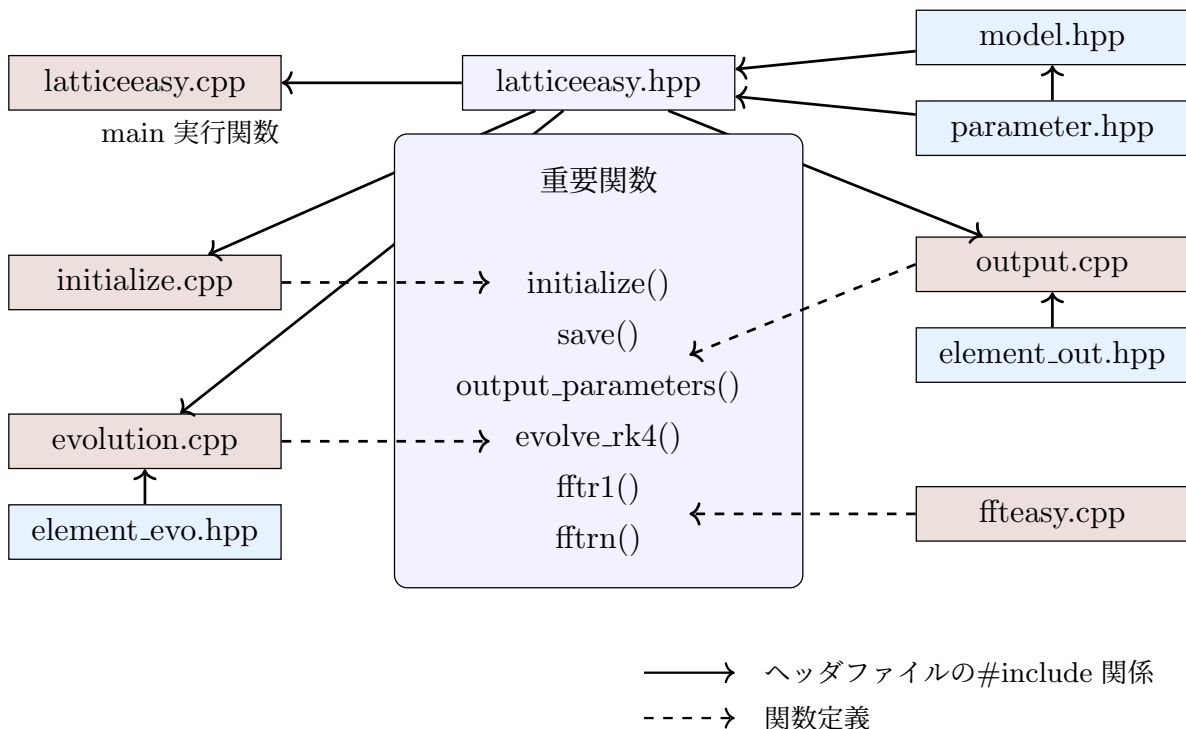


図 7.2 Lattice シミュレーションのための C++ コードファイルの依存関係。ヘッダファイル#include の矢印は IT 業界の付け方と逆かもしれないが、自分はこっちの方がわかりやすいのでこうしています。関数定義の矢印は、latticeeasy.hpp ヘッダファイルで宣言し、各ソースファイルで実装している。

①まず見るべきは図 7.2 の上部にあるファイル群であり、「latticeeasy.cpp」が Lattice シミュレーションそのものを実行している（つまり main 実行関数を含む）ソースファイルである。またこのファイルで（入力パラメータを除く）global 変数も宣言（定義）している。

②main 実行関数の内側で使用するいくつかの関数は「latticeeasy.hpp」ヘッダファイルで宣言していて、これらの関数の実装は他の各ソースファイルで行っている（図 7.2 の重要関数のこと）。また latticeeasy.hpp に include しているヘッダファイルが 2 つあり、

「parameter.hpp」と「model.hpp」である。parameter.hpp ではインプットパラメータに対応する global 変数を宣言していて、model.hpp ではインフラトンポテンシャルに関する関数を実装している。”この 2 つのヘッダファイルを include した latticeeasy.hpp ヘッダファイル”をソースファイルに#include することで、そのソースファイルでインプットパラメータやインフラトンポテンシャルの関数を使用できるようになる。

③main 実行関数で用いる、初期化のための関数 initialize() を実装しているのは「initialize.cpp」ソースファイルである。ここで背景量やゆらぎの初期化を実行している。

④main 実行関数で用いる、1 回の時間発展（4 次の Runge-Kutta 法）を行う関数 evolve_rk4() を実装しているのは「evolution.cpp」ソースファイルである。このファイルに#include している「element_evo.hpp」ヘッダファイルは evolve_rk4() でよく用いられる基本的な関数を実装したファイルである。

⑤main 実行関数で用いる、Lattice シミュレーションの結果を出力するための関数 save() と output_parameters() を実装しているのは「output.cpp」ソースファイルである。このファイルに#include している「element_out.hpp」ヘッダファイルは save() でよく用いられる基本的な関数を実装したファイルである。

⑥main 実行関数で用いる、FFT を行うための関数 fftr1() と fftn() を実装しているのは「ffteasy.cpp」ソースファイルである。

Lattice シミュレーションのセットアップを変更したい場合は、インプットパラメータを含む「parameter.hpp」とインフラトンポテンシャルを含む「model.hpp」の中身を書き換えるだけで良い（これは LATTICEEASY[1] と同じ）。ただし、時間発展の手法などを変更したければその限りではない。

7.2 visualize ディレクトリ

本節ではグラフを描画するための visualize ディレクトリについて説明する。visualize ディレクトリに含まれる各 python ファイルと、SFInflation ディレクトリに含まれる Lattice シミュレーションで出力される dat ファイルの依存関係を図 7.3 に示す。

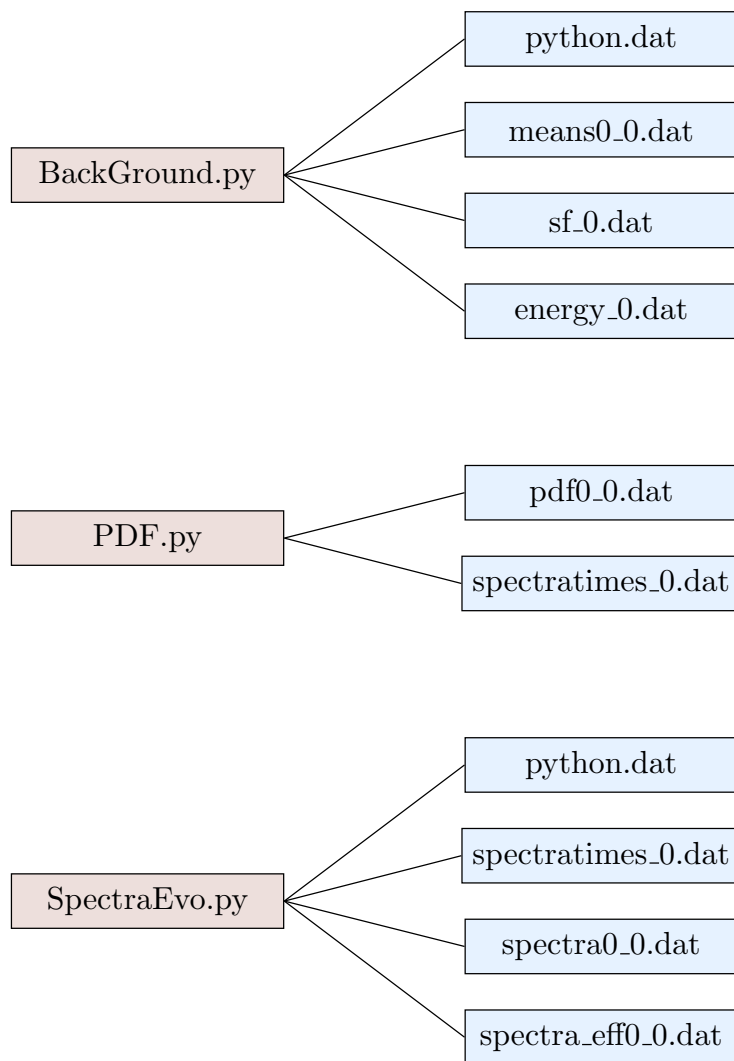


図 7.3 visualize ディレクトリに含まれるファイルの依存関係

「BackGround.py」は背景量のグラフを描画するためのファイルであり、「python.dat」「means0_0.dat」「sf_0.dat」「energy_0.dat」のデータ（値）を用いる。「python.dat」は Lattice シミュレーションのセットアップや初期条件のデータが入っている。「means0_0.dat」は場の値に関する平均量（場の平均値・キュムラントなど）のデータが入っている。「sf_0.dat」はスケール因子に関するデータが入っている。「energy_0.dat」はエネルギー密度や slow-roll パラメータに関するデータが入っている。

「PDF.py」はインフラトンゆらぎの PDF を描画するためのファイルであり、「pdf0_0.dat」「spectratimes_0.dat」のデータ（値）を用いる。「pdf0_0.dat」はインフラトンゆらぎの値を標準偏差で規格化した $\frac{\delta\phi}{\sigma}$ に対して、値 (bin の代表値) とその値を取る確率が入っている。「spectratimes_0.dat」はインフラトンスpekトル（とゆらぎの PDF）のデータを出力した時刻 (e-folds) が入っている。

「SpectraEvo.py」はインフラトンゆらぎの無次元パワースpekトルの時間発展をグラフに描画するためのファイルであり、「python.py」「spectratimes_0.dat」「spectra0_0.dat」「spectra_eff_0.dat」のデータ（値）を用いる。「spectra0_0.dat」と「spectra_eff_0.dat」はインフラトンゆらぎのフーリエモードの 2 乗 $|\delta\phi(\kappa)|^2$ に関するデータが入っている。

第 8 章

コードレビュー

本章では「SFInflation」ディレクトリの各コード（但し.o 拡張子の実行ファイルはおそらく機械語なので除く）と「visualize」ディレクトリの各 python コードの説明を行う。8.1 節では g++ で簡単にコンパイルするための「makefile」を説明、8.2 節では Lattice シミュレーションを実行するための C++ コード群を説明、8.3 節では Lattice シミュレーションで出力される dat ファイルの内容を説明、8.4 節では dat ファイルからグラフを描画するための Python コードを説明する。

技術的な話ばかりで冗長になるので、スキップして第 III 部あるいは第 IV 部に飛ぶのを推奨する。自分でコードを書き換える際には本章を参考にされたし。[やる気が出たら書きます。](#)

8.1 makefile

8.2 C++ コード

8.3 dat ファイル

8.4 Python コード

第 III 部

Axion-U(1) インフレーション

第 9 章

セットアップと実装表式

本章では、axion-U(1) インフレーションの Lattice シミュレーションで用いた詳細なセットアップと、実際に用いた実装表式を説明する。第 I 部で既に説明した内容については触れないが、第 II 部は読まなくとも良いように第 II 部と被っている内容をもう一度同じく説明する。9.1 節で用いたセットアップのまとめを説明、9.2 節で初期条件の説明、9.3 節で実装する発展方程式の導出、9.4 節で出力する量の説明、9.5 節でインフラトンポテンシャルの計算、9.6 節でインプットすべきパラメータの説明をする。

ここでは概念的なセットアップと理論的な計算を記すため、具体的（あるいは技術的）なコードの解説は 10 章と 11 章を参照すべき。

9.1 セットアップのまとめ

ここで扱うのは axion-U(1) インフレーションでラグランジアンは

$$\mathcal{L} = \sqrt{-g} \left[-\frac{1}{2} g^{\mu\nu} (\partial_\mu \phi) (\partial_\nu \phi) - V(\phi) - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - \frac{\alpha}{4f} \tilde{F}^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \right] \quad (9.1)$$

である。 α は無次元パラメータ、 f は axion 崩壊定数、 $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ はゲージ場 A_μ の強さテンソル、 $\tilde{F}^{\mu\nu}$ は双対テンソル

$$\tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{\tilde{\epsilon}^{\mu\nu\alpha\beta}}{2\sqrt{-g}} F_{\alpha\beta} \quad (9.2)$$

であり $\tilde{\epsilon}$ は $\tilde{\epsilon}^{0123} = 1$ の完全反対称な記号である。インフラトン場（axion 場） ϕ は実スカラー場の場合を考えているので、プログラム上で扱う変数はインフラトン場 ϕ ・ その時間微分 ϕ' ・ ゲージ場 A_μ ・ その時間微分 A'_μ ・ スケール因子 a ・ その時間微分 a' である。

全格子点数が N^3 個であることを考慮すれば、変数の数は $10N^3 + 2$ 個（ゲージ固定条件を課してゲージ場の成分 1 つを落とせば $8N^3 + 2$ 個）である。

場のゆらぎは場の値 $\phi, \phi', A_\mu, A'_\mu$ に含まれているが、計量ゆらぎについては小さいと考えて無視し、平坦な FLRW 計量を考える。

$$ds^2 = a^2[-d\tau^2 + \delta_{ij}dx^i dx^j] \quad (9.3)$$

これは線形摂動論において計量ゆらぎは slow-roll パラメータに比例するので、インフラトンが十分 slow-roll していれば計量ゆらぎは無視できるからである [2]。今は計量ゆらぎを無視していて、この近似のためにシミュレーション中は十分 slow-roll している必要がある。

ゲージ固定条件は Lorentz ゲージと Coulomb ゲージの 2 つが主な選択肢であり、（今のところ）Lorentz ゲージ条件を課す。（だけれども Coulomb ゲージの方がメモリの処理速度的にも経済的な気がする）また、インフラトン速度は正 ($\partial_t \bar{\phi} > 0$) になるようにする。

空間の有限化に伴う場の境界条件は周期的境界条件 (1.2) を課し、微分演算子の離散化と対応する有効運動量ベクトルの定義は (2.6)(2.8)(2.11)

$$\partial_i f(\mathbf{n}) = \frac{f(\mathbf{n} + \mathbf{e}_i) - f(\mathbf{n} - \mathbf{e}_i)}{2dx} \quad (9.4)$$

$$\nabla^2 f(\mathbf{n}) = \frac{1}{(2dx)^2} \sum_{i=x,y,z} \sum_{c=\pm 2} [f(\mathbf{n} + c\mathbf{e}_i) - f(\mathbf{n})] \quad (9.5)$$

$$[k_{\text{eff}}(\mathbf{m})]_i = \frac{1}{dx} \sin\left(\frac{2\pi m_i}{N}\right) \quad (9.6)$$

を用いる。ここで解像度の低いラプラシアン（定義を用いたのは、ゲージ場の増加を Lattice シミュレーションで正しく見るためであり、そのためには 1 階微分とラプラシアン）の有効運動量ベクトルを一致させる必要がある [2]。その思惑は、フーリエモードの運動方程式を連続空間と格子空間で一致させるため、ゲージモードの運動方程式に 1 階微分とラプラシアンが現れることが原因だそう。解像度の高いラプラシアン (2.9) を用いた場合、有効運動量ベクトルを一致させるためには 1 階微分を $\mathbf{n} \pm \frac{1}{2}\mathbf{e}_i$ での差分で定義する必要があり、これらの格子点は Lattice 上で定義されないため解像度の高いラプラシアンは用いることができない。

時間発展の方法は 4 次の Runge-Kutta 法 (4.4 節) を用いる。

9.2 初期条件

9.2.1 背景量

背景量の初期値は 3.1 節で説明した通りである。追加で考えるべきゲージ場については背景量を 0 とし、ゆらぎのみ考える。また、Hubble パラメータの初期値に用いるエネルギー密度の表式は明らかにしていなかったのここで見る。前述したように、エネルギー密度に対するゆらぎの寄与は無視するので、運動エネルギーとポテンシャルエネルギー（つまりインフラトン場に関する背景量 $\bar{\phi}_{\text{ini}}, \bar{\phi}'_{\text{ini}}$ のみ）から決まり

$$\rho_{\text{pr,ini}} = \frac{1}{2}\bar{\phi}'_{\text{ini}}^2 + V_{\text{pr}}(\bar{\phi}_{\text{ini}}) \quad (9.7)$$

である。ここでスケール因子の初期値が 1 であることを用いた。ゆらぎの寄与を無視しているので、インプットパラメータである $\bar{\phi}_{\text{ini}}, \bar{\phi}'_{\text{ini}}$ から簡単に計算できる。よってハッブルパラメータの初期値は

$$H_{\text{ini}} = m\sqrt{\frac{\bar{\phi}'_{\text{ini}}^2 + 2V_{\text{pr}}(\bar{\phi}_{\text{ini}})}{6}} \quad (9.8)$$

9.2.2 インフラトンゆらぎ

3.3 節で量子ゆらぎを再現するインフラトンゆらぎの実装方法を見た。私は単一場インフレーションのシミュレーションと同じくモード関数として Hankel 関数を用いる。これは 3.3 節で用いた sub-horizon 極限のモード関数 (3.8) の一般化であり、super-horizon のゆらぎも考慮できるモード関数である。ただし Hankel 関数を用いた場合でも、slow-roll 近似を課しているため **Lattice シミュレーション開始時に十分 slow-roll かつ線形摂動論が有効でなければならない**ことは変わらない。

Hankel 関数を用いた場合の解析的なインフラトンパワースペクトルは

$$\mathcal{P}_{\delta\phi}(k) = \frac{-\pi\tau}{4a^2} |H_{\nu}^{(1)}(-k\tau)|^2 \quad (9.9)$$

であり、インフラトンゆらぎのモード関数は

$$\delta\phi(k) = \frac{\sqrt{-\pi\tau}}{2a} H_{\nu}^{(1)}(-k\tau) \quad (9.10)$$

である。ここで ν は slow-roll の 0 次近似で評価して

$$\nu = \sqrt{\frac{9}{4} - \frac{m_{\text{eff}}^2}{H^2}} = \sqrt{\frac{9}{4} - \frac{m^2}{H_{\text{ini}}^2} \frac{m_{\text{eff}}^2}{m^2}} \quad , \quad m_{\text{eff}}^2 = \frac{d^2 V(\phi)}{d\phi^2} \quad (9.11)$$

を用いる^{*1}。Hankel 関数の引数を χ で表すと (2.12)(3.3)(3.4) より

$$\chi = \frac{k_{\text{eff}}}{H_{\text{ini}}} = \frac{k_{\text{eff,pr}}}{a'_{\text{ini}}} = k_{\text{eff}} \sqrt{\frac{3}{\rho_{\text{pr,ini}}}} \quad (9.12)$$

のようにプログラム上の値で与えられる。

この解析解を (3.16) に用いて、プログラム上で実装するインフラトンゆらぎ（のフリーモード）の初期条件は

$$\begin{aligned} \delta\phi(\boldsymbol{\kappa}) &= \frac{1}{\sqrt{2}} |\delta\phi|_{\text{pr}} \left(\sqrt{-\ln X_1} e^{i2\pi Y_1} + \sqrt{-\ln X_2} e^{i2\pi Y_2} \right) \\ |\delta\phi|_{\text{pr}} &= m \frac{L_{\text{pr}}^{\frac{3}{2}}}{dx_{\text{pr}}^3} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{a'_{\text{ini}}}} |H_\nu(\chi)| \end{aligned} \quad (9.13)$$

ただし Hankel 関数の第 1 種と第 2 種を表す上付き添字 (1), (2) は、この式では違いが現れないので省略した。第 1 種 Hankel 関数と第 2 種 Hankel 関数は各々 sub-horizon 極限で $e^{\mp ik\tau}$ に比例するため、3.3.3 節の等方的初期条件から両方の寄与を考慮している。これは時間微分のゆらぎを考える時に重要になる。

インフラトン場の時間微分のゆらぎは 3.3.4 節のようにモード関数の微分から求める。Hankel 関数は Bessel 関数 J_ν と Nuemann 関数 N_ν を用いて

$$H_\nu^{(1)} = J_\nu + iY_\nu \quad , \quad H_\nu^{(2)} = J_\nu - iY_\nu$$

と書け、これらの満たす微分漸化式を用いて計算される (3.17) に対応するプログラム上の微分ゆらぎは

$$\begin{aligned} \delta\phi'(\boldsymbol{\kappa}) &= \left[\left(\nu - \frac{3}{2} \right) a'_{\text{ini}} - k_{\text{eff,pr}} \frac{J_\nu J_{\nu-1} + Y_\nu Y_{\nu-1}}{|H_\nu|^2} \right] \delta\phi(\boldsymbol{\kappa}) \\ &+ ik_{\text{eff,pr}} \frac{J_{\nu-1} Y_\nu + J_\nu Y_{\nu-1}}{|H_\nu|^2} \frac{|\delta\phi|_{\text{pr}}}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{-\ln X_1} e^{i2\pi Y_1} - \sqrt{-\ln X_2} e^{i2\pi Y_2} \right] \end{aligned} \quad (9.14)$$

ここで Hankel 関数・Bessel 関数・Neumann 関数の引数は全て χ である^{*2}。

^{*1} 計算は付録（第 II 部の計算）を参照

^{*2} 計算は付録（第 II 部の計算）を参照

9.2.3 ゲージ場のゆらぎ

ゲージ場のゆらぎもインフラトンゆらぎと同様に実装する。ただし時間成分 A_0, A'_0 は 0 とする。これは (多分) Lattice シミュレーション開始時刻で Coulomb ゲージを成立させるため、なぜ Coulomb ゲージを成立させたいのかというと、ゲージ場ゆらぎのモード関数として採用する式 (Coulomb 波動関数) が Coulomb ゲージを課して導かれた結果だからである。この条件によって、Coulomb ゲージと Lorentz ゲージのどちらを Lattice シミュレーションで課すとしても初期条件は統一的に扱える。よってここではゲージ固定条件による場合分けは行わない。

解析的なモード関数を導入する前にゲージ場の空間成分 \mathbf{A} を量子場として展開しておく

$$\hat{\mathbf{A}}(\tau, \mathbf{x}) = \sum_{\lambda=\pm} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left[\hat{b}_{\mathbf{k},\lambda} \boldsymbol{\epsilon}_\lambda(\mathbf{k}) A_\lambda(\tau, \mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} + h.c. \right] \quad (9.15)$$

ここで λ は 2 つの円偏光を表す添字、 \hat{b} はゲージ場の消滅演算子、 $\boldsymbol{\epsilon}$ は偏光ベクトル、 A_λ は各偏光のモード関数である。円偏光の偏光ベクトルが満たす式は

$$\begin{aligned} \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_\pm(\mathbf{k}) &= 0, & \boldsymbol{\epsilon}_{\lambda_1}^*(\mathbf{k}) \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{\lambda_2}(\mathbf{k}) &= \delta_{\lambda_1, \lambda_2} \\ \mathbf{k} \times \boldsymbol{\epsilon}_\pm(\mathbf{k}) &= \mp i k \boldsymbol{\epsilon}_\pm(\mathbf{k}) \end{aligned} \quad (9.16)$$

このうち 1 式目が $A_0 = 0$ とした時の Coulomb ゲージ条件 $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ に対応する (なのでやはり Coulomb ゲージで Lattice を定式化した方が良いのでは?)。線形摂動論を用いると、このゲージ偏光モード関数 $A_\lambda(\tau, \mathbf{k})$ に対する運動方程式が得られ、その解は Coulomb 波動関数 F, G を用いて

$$A_\pm(\tau, k) = \frac{1}{\sqrt{2k}} [G_0(\pm\xi, -k\tau) + iF_0(\pm\xi, -k\tau)] \quad (9.17)$$

と書ける。ただしこの解は $\xi = \text{const}$ の場合に対する解であり、 ξ は

$$\xi \equiv -a\tau \frac{\alpha \partial_t \bar{\phi}}{2f} \xrightarrow{\text{de-Sitter space}} \frac{\alpha \partial_t \bar{\phi}}{2fH} \quad (9.18)$$

この定義は ξ が正になるように取っているが、 ξ の定義・インフラトン速度の向き (正か負か)・量子場展開における指数関数の位相の符号、の定義の仕方 (符号の決め方) 次第で不安定なゲージ場の偏光が変わる。今の定義では ”+” 偏光のゲージ場が不安定である。

Sub-Horizon 極限のモード関数

(9.17) の解は Sub-Horizon の極限で

$$A_{\pm}(\tau, k) \xrightarrow{-k\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\sqrt{2k}} e^{-ik\tau} \quad (9.19)$$

のように 3.3.1 節で用いたインフラトンゆらぎのモード関数と類似した表式になるので (というより (9.17) を求める時の初期条件で (9.19) を課したので、本当は順番が逆だが)、まずはこの表式に対するゲージ場の初期条件の実装表式を求める。

インフラトンゆらぎに対しては、解析的な $|\delta\phi(k)|^2$ を再現するようにゆらぎを生成した。ゲージ場に対しては、 $|A_+(k)|^2, |A_-(k)|^2$ を再現するようにゆらぎを生成する。(3.16) と同様にして、プログラム上で実装するゲージ場の各偏光フーリエモード関数は

$$A_{\pm}(\boldsymbol{\kappa}) = \frac{1}{\sqrt{2}} |A|_{\text{pr}} (\sqrt{-\ln X_{\pm,1}} e^{i2\pi Y_{\pm,1}} + \sqrt{-\ln X_{\pm,2}} e^{i2\pi Y_{\pm,2}})$$

$$|A|_{\text{pr}} = m \frac{L_{\text{pr}}^{\frac{3}{2}}}{dx_{\text{pr}}^3} \frac{1}{\sqrt{2k_{\text{eff,pr}}}} \quad (9.20)$$

ここで、一様乱数 X, Y は各 $\boldsymbol{\kappa} \cdot$ 各偏光ごとに異なる値を用いる (1 つの偏光モードでスカラー場 1 つと同じ自由度を使っている)。

また、プログラム上で実装するゲージ場の微分は

$$A'_{\pm}(\boldsymbol{\kappa}) = -ik_{\text{eff,pr}} \frac{|A|_{\text{pr}}}{\sqrt{2}} (\sqrt{-\ln X_{\pm,1}} e^{i2\pi Y_{\pm,1}} - \sqrt{-\ln X_{\pm,2}} e^{i2\pi Y_{\pm,2}}) \quad (9.21)$$

である*3。インフラトンゆらぎと同様に、一様乱数は (9.20) で用いた値を (同じ $\boldsymbol{\kappa}$ 、同じ偏光のものを) 用いる。

*3 計算は付録を参照

Coulomb 波動関数

より一般的なモード関数の解析解である Coulomb 波動関数を用いる場合 (9.17) のゲージ場の実装表式を求める。(9.17) は $\xi = \text{const}$ の仮定の下で導かれた解であるので、**Lattice シミュレーション開始時に十分 $\xi = \text{const}$ の近似が有効でなければならない**。ただし ξ の表式から、この条件はインフラトンが十分 slow-roll していれば満たされるので、結局インフラトンが slow-roll している時刻から Lattice シミュレーションを開始すれば良いだけである。

まず Coulomb 波動関数の引数をプログラム上の値で表す。第 1 引数 ξ は (9.18) より

$$\xi_{\text{ini}} = \frac{\alpha}{2f} \frac{ma_{\text{ini}}^{s-1} \bar{\phi}'_{\text{ini}}}{H_{\text{ini}}} = \frac{\alpha \bar{\phi}'_{\text{ini}}}{2fa'_{\text{ini}}} \quad (9.22)$$

であり、第 2 引数 $-k\tau$ は χ (9.12) を用いる。

ここまで踏まえて解析解 (9.17) を用いて (9.20) と同様にすると、プログラム上で実装するゲージ場の各偏光フーリエモード関数は

$$A_{\pm}(\boldsymbol{\kappa}) = \frac{1}{\sqrt{2}} |A_{\pm}|_{\text{pr}} (\sqrt{-\ln X_{\pm,1}} e^{i2\pi Y_{\pm,1}} + \sqrt{-\ln X_{\pm,2}} e^{i2\pi Y_{\pm,2}}) \\ |A_{\pm}|_{\text{pr}} = m \frac{L_{\text{pr}}^{\frac{3}{2}}}{dx_{\text{pr}}^3} \sqrt{\frac{G_0^2(\pm\xi_{\text{ini}}, \chi) + F_0^2(\pm\xi_{\text{ini}}, \chi)}{2k_{\text{eff,pr}}}} \quad (9.23)$$

ここで $\sqrt{G_0^2(\pm\xi_{\text{ini}}, \chi) + F_0^2(\pm\xi_{\text{ini}}, \chi)}$ はインフラトンゆらぎ (9.13) における $|H_{\nu}(\chi)|$ に対応する部分である。Hankel 関数と同様に (9.17) で記した $G + iF$ が $e^{-ik\tau}$ の波に対応し、 $G - iF$ が $e^{ik\tau}$ の波に対応するので、以下の時間微分の計算では少々注意が必要。

プログラム上で実装するゲージ場の微分は

$$A'_{\pm}(\boldsymbol{\kappa}) = \left[k_{\text{eff,pr}} \sqrt{1 + \xi_{\text{ini}}^2} \frac{G_0 G_1 + F_0 F_1}{G_0^2 + F_0^2} \mp k_{\text{eff,pr}} \xi_{\text{ini}} - a'_{\text{ini}} \right] A_{\pm}(\boldsymbol{\kappa}) \\ - \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{k_{\text{eff,pr}}}{\sqrt{G_0^2 + F_0^2}} \frac{|A_{\pm}|_{\text{pr}}}{\sqrt{G_0^2 + F_0^2}} \left[\sqrt{-\ln X_{\pm,1}} e^{i2\pi Y_{\pm,1}} - \sqrt{-\ln X_{\pm,2}} e^{i2\pi Y_{\pm,2}} \right] \quad (9.24)$$

である*4。ここで Coulomb 波動関数の引数は全て $(\pm\xi_{\text{ini}}, \chi)$ である。インフラトンゆらぎと同様に、一様乱数は (9.20) で用いた値を（同じ $\boldsymbol{\kappa}$ 、同じ偏光のものを）用いる。

*4 計算は付録を参照

モード関数からベクトルへ

上の議論でゲージ場の各偏光フーリエモードの実装表式を求めた。3.2 節で述べたように、Lattice シミュレーションではゆらぎのフーリエモードを逆離散フーリエ変換することで実空間のゆらぎを求める。ゲージ場はベクトル場であるので、この手続きを x, y, z の各成分に対して行うが、先ほど得たのは偏光（2 成分）のフーリエモードである。よって偏光のフーリエモードから x, y, z の各フーリエモードを求める必要がある。つまり

$$A_{\pm}(\boldsymbol{\kappa}) \xrightarrow{\text{polarization vector}} \mathbf{A}(\boldsymbol{\kappa})$$

の手続きが必要である。これは偏光ベクトル $\boldsymbol{\epsilon}_{\pm}(\boldsymbol{\kappa})$ を掛けることで得られる。

$$\mathbf{A}(\boldsymbol{\kappa}) = \boldsymbol{\epsilon}_{+}(\boldsymbol{\kappa})A_{+}(\boldsymbol{\kappa}) + \boldsymbol{\epsilon}_{-}(\boldsymbol{\kappa})A_{-}(\boldsymbol{\kappa}) \quad (9.25)$$

つまり偏光ベクトルの表式を指定してやれば、 $A_{\pm}(\boldsymbol{\kappa})$ から (9.25) によって $\mathbf{A}(\boldsymbol{\kappa})$ が求められ、 x, y, z の各成分に対して逆離散フーリエ変換することで $\mathbf{A}(\mathbf{n})$ を求めることができる。

それで、問題となる偏光ベクトルの表式だが、(9.16) を満たす必要がある。ただし Lattice 上で \mathbf{k} に対応するものは有効運動量 \mathbf{k}_{eff} であるので、Lattice 上の偏光ベクトルが満たす式は

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{\pm}(\mathbf{k}_{\text{eff}}) &= 0, \quad \boldsymbol{\epsilon}_{\lambda_1}^*(\mathbf{k}_{\text{eff}}) \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{\lambda_2}(\mathbf{k}_{\text{eff}}) = \delta_{\lambda_1, \lambda_2} \\ \mathbf{k}_{\text{eff}} \times \boldsymbol{\epsilon}_{\pm}(\mathbf{k}_{\text{eff}}) &= \mp i k \boldsymbol{\epsilon}_{\pm}(\mathbf{k}_{\text{eff}}) \end{aligned} \quad (9.26)$$

これを満たす具体的な表式は

$$\boldsymbol{\epsilon}_{\pm} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}}(1, \mp i, 0) & k_{\text{eff},1} = k_{\text{eff},2} = 0 \\ \frac{(-k_{\text{eff},1}k_{\text{eff},3} \mp i k_{\text{eff},2}k_{\text{eff},3}, -k_{\text{eff},2}k_{\text{eff},3} \pm i k_{\text{eff},1}k_{\text{eff},3}, k_{\text{eff}}^2 - k_{\text{eff},3}^2)}{\sqrt{2k_{\text{eff}}^2(k_{\text{eff}}^2 - k_{\text{eff},3}^2)}} & \text{それ以外} \end{cases} \quad (9.27)$$

である*5。実際に実装する際は k_{eff} は全て $k_{\text{eff},\text{pr}}$ で実装するが、上式では可読性の都合上省略した（無次元量なので「(9.27) を実装する」という言い方をしたとしても正しい）。

この式ダメな気がする

*5 計算は付録を参照

9.3 発展方程式

本節では Lattice シミュレーションで実装する発展方程式を記す（導出は付録を参照）。(9.1) のラグランジアンから Euler-Lagrange 方程式を求めるだけだが、摂動論とは異なり Lattice では場はそのまま扱う。つまり ϕ の発展方程式は

$$\partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0$$

であり、 $\bar{\phi}$ と $\delta\phi$ の方程式に分解する必要はない。上式から得られるインフラトン場 ϕ の発展方程式は

$$\partial_\tau^2 \phi + 2\mathcal{H}\partial_\tau \phi - \nabla^2 \phi + a^2 \frac{dV}{d\phi} = -\frac{1}{a^2} \frac{\alpha}{f} (\nabla \times \mathbf{A}) \cdot (\partial_\tau \mathbf{A} - \nabla A_0) \quad (9.28)$$

プログラム上の値に直すと

$$\phi'' = -(s+2) \frac{a'}{a} \phi' + \frac{\nabla_{\text{pr}}^2 \phi}{a^{2s}} - a^2 \frac{dV_{\text{pr}}}{d\phi} - \frac{\alpha}{f} \frac{1}{a^{2s+2}} (\nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A}) \cdot (a^s \mathbf{A}' - \nabla_{\text{pr}} A_0) \quad (9.29)$$

Coulomb ゲージ ($\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$, $A_0 = 0$) を採用した場合は

$$\phi'' = -(s+2) \frac{a'}{a} \phi' + \frac{\nabla_{\text{pr}}^2 \phi}{a^{2s}} - a^2 \frac{dV_{\text{pr}}}{d\phi} - \frac{\alpha}{f} \frac{1}{a^{s+2}} (\nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A}) \cdot \mathbf{A}' \quad (9.30)$$

これらの式の右辺が (4.11) の $F^\phi(\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n})$ に対応する。またこの発展方程式は各格子点の $\phi(\tau_{\text{pr}}, \mathbf{n})$ に対して定義されるため、方程式の数で言えば N^3 個ある。

ゲージ場の発展方程式も Euler-Lagrange 方程式から

$$\begin{cases} \nabla^2 A_0 - \partial_\tau (\nabla \cdot \mathbf{A}) + \frac{\alpha}{f} (\nabla \phi) \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) = 0 \\ \partial_\tau^2 \mathbf{A} - \nabla^2 \mathbf{A} - \frac{\alpha}{f} \partial_\tau \phi (\nabla \times \mathbf{A}) + \frac{\alpha}{f} (\nabla \phi) \times (\partial_\tau \mathbf{A} - \nabla A_0) = 0 \end{cases} \quad (9.31)$$

これらはゲージ固定条件を課していない方程式である。リスケーリングを考慮して、Lorentz ゲージ ($\partial^\mu A_\mu = 0$) を課すと

$$\begin{cases} A_0'' = -s \frac{a'}{a} A_0' + \frac{\nabla_{\text{pr}}^2 A_0}{a^{2s}} + \frac{\alpha}{f} \frac{1}{a^{2s}} (\nabla_{\text{pr}} \phi) \cdot (\nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A}) \\ \mathbf{A}'' = -s \frac{a'}{a} \mathbf{A}' + \frac{\nabla_{\text{pr}}^2 \mathbf{A}}{a^{2s}} + \frac{\alpha}{f} \frac{\phi'}{a^s} (\nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A}) - \frac{\alpha}{f} \frac{1}{a^{2s}} (\nabla_{\text{pr}} \phi) \times (a^s \mathbf{A}' - \nabla_{\text{pr}} A_0) = 0 \end{cases} \quad (9.32)$$

一方、Coulomb ゲージを課すと A_0 は消去できて

$$\begin{cases} (\nabla_{\text{pr}}\phi) \cdot (\nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A}) = 0 \\ \mathbf{A}'' = -s \frac{a'}{a} \mathbf{A}' + \frac{\nabla_{\text{pr}}^2 \mathbf{A}}{a^{2s}} + \frac{\alpha}{f} \frac{\phi'}{a^s} (\nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A}) - \frac{\alpha}{f} \frac{1}{a^s} (\nabla_{\text{pr}}\phi) \times \mathbf{A}' = 0 \end{cases} \quad (9.33)$$

となる。実際には1式目は時間発展には用いず、この関係式が破られないかを確認するだけである。

スケール因子の発展方程式は Einstein 方程式であり、今回は空間成分の方程式（一般に Friedmann 方程式と呼ばれない方）を用いる。なぜなら自然に2階微分が現れるからと、ゲージ場が $p = \frac{1}{3}\rho$ を満たすために $\langle \rho - 3p \rangle$ に寄与せず実装が簡単になるからである。

$$\frac{\partial_\tau^2 a}{a} = \frac{a^2}{6} (\rho_\phi - 3p_\phi) \quad (9.34)$$

プログラム上の値に直すと

$$a'' = -s \frac{(a')^2}{a} + \frac{a^3}{6} \langle \rho_{\phi, \text{pr}} - 3p_{\phi, \text{pr}} \rangle \quad (9.35)$$

ここで $\langle \dots \rangle$ は格子平均 (5.1) であり、インフラトンのエネルギー密度と圧力は

$$\rho_{\phi, \text{pr}} = \frac{(\phi')^2}{2a^2} - \frac{\phi \nabla_{\text{pr}}^2 \phi}{2a^{2s+2}} + V_{\text{pr}} \quad (9.36)$$

$$p_{\phi, \text{pr}} = \frac{(\phi')^2}{2a^2} + \frac{\phi \nabla_{\text{pr}}^2 \phi}{6a^{2s+2}} - V_{\text{pr}} \quad (9.37)$$

ゲージ場のエネルギー密度は

$$\rho_{A, \text{pr}} = \frac{1}{2a^{2s+4}} \left[\sum_i (a^s A'_i - \partial_{\text{pr}, i} A_0)^2 + \sum_{i,j} (\partial_{\text{pr}, i} A_j \partial_{\text{pr}, i} A_j - \partial_{\text{pr}, i} A_j \partial_{\text{pr}, j} A_i) \right] \quad (9.38)$$

である。これはゲージ固定条件を課していない表式であり、Coulomb ゲージを課せば

$$\rho_{A, \text{pr}} = \frac{1}{2a^{2s+4}} \left[\sum_i (a^s A'_i)^2 + \sum_{i,j} (\partial_{\text{pr}, i} A_j \partial_{\text{pr}, i} A_j - \partial_{\text{pr}, i} A_j \partial_{\text{pr}, j} A_i) \right] \quad (9.39)$$

ゲージ場の圧力は前述したように $p_{A, \text{pr}} = \frac{1}{3}\rho_{A, \text{pr}}$ である。

スケール因子の発展に用いなかった Friedmann 方程式

$$\mathcal{H}^2 = \frac{a^2}{3}\rho \quad (9.40)$$

は時間発展に伴って破れないかどうか調べておく。具体的には

$$E \equiv \frac{3\mathcal{H}^2}{a^2\rho} = \frac{3\left(\frac{ma^s a'}{a}\right)^2}{a^2 m^2 a^{2s} \langle \rho_{\text{pr}} \rangle} = \frac{3(a')^2}{a^4 \langle \rho_{\text{pr}} \rangle} \quad (9.41)$$

という値が1から外れないかどうかを調べる。ここで $\rho_{\text{pr}} = \rho_{\phi, \text{pr}} + \rho_{A, \text{pr}}$ は全エネルギー密度である。このような、整合性のために調べておく条件(式)を「Consistency Condition」と呼ぶこととする。

もう1つの Consistency Condition としてゲージ固定条件を調べる。Lorentz ゲージ条件は

$$G \equiv \frac{\partial^\mu A_\mu}{\sqrt{\sum_\rho |\partial^\rho A_\rho|^2}} = \frac{-\partial_\tau A_0 + \nabla \cdot \mathbf{A}}{\sqrt{|\partial_\tau A_0|^2 + |\partial_i A_i|^2}} = \frac{-a^s A'_0 + \nabla_{\text{pr}} \cdot \mathbf{A}}{\sqrt{a^{2s} |A'_0|^2 + |\partial_{\text{pr}, i} A_i|^2}} \quad (9.42)$$

という値が1より十分小さいことを確認しておく。Coulomb ゲージ条件は

$$G \equiv \frac{\nabla \cdot \mathbf{A}}{\sqrt{\sum_i |\partial_i A_i|^2}} = \frac{\nabla_{\text{pr}} \cdot \mathbf{A}}{\sqrt{\sum_i |\partial_{\text{pr}, i} A_i|^2}} \quad (9.43)$$

という値が1より十分小さいことを確認しておく。Coulomb ゲージ条件を課す場合は、さらにもう1つの式も破れないかを調べておくべきである。これはゲージ場の時間成分 A_0 に関する運動方程式に対応する量であり

$$F \equiv \frac{(\nabla_{\text{pr}} \phi) \cdot (\nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A})}{\sqrt{\sum_i |\partial_{\text{pr}, i} \phi (\nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A})_i|^2}} \quad (9.44)$$

が1より十分小さいことを確認しておく。

9.4 アウトプット

本節では出力する物理量を説明する。5 章で述べた e-folds・Hubble パラメータ・インフラトン場に関する平均値・インフラトン場（これは曲率ゆらぎと等価）に関するキュムラント・インフラトンゆらぎ（これは曲率ゆらぎと等価）の PDF・インフラトンゆらぎ（これは曲率ゆらぎと等価）のパワースペクトルに加え、プログラム時間 τ_{pr} ・スケール因子 a ・slow-roll パラメータ・有効結合定数 ξ ・Backreaction の強さに関する無次元量・ゲージ場の各偏光モードスペクトル・PBH 存在量 f_{PBH} を出力する。このうち τ_{pr}, a はプログラム上の値をそのまま出力する。

9.4.1 slow-roll パラメータ

slow-roll パラメータ ϵ, η として信じる定義は

$$\epsilon \equiv -\frac{\partial_t H}{H^2}, \quad \eta \equiv \frac{d \ln \epsilon}{d N_e} \quad (9.45)$$

とする。これらは時間のみに依存する背景量であることを注意しておく（定義というか出発点となる表式を変えると、どのタイミングで格子平均を取るかわ変わる。結果がそのタイミングに依らない場合に良い Lattice シミュレーションと言えるのだろうけど、）。slow-roll パラメータは無次元量なのでリスケーリングの影響を受けず、 $\epsilon = \epsilon_{\text{pr}}, \eta = \eta_{\text{pr}}$ である。注意が必要なのは、「リスケーリングの影響を受けないこと」と「プログラム上の値で書き直すこと」は別である。

slow-roll パラメータ ϵ は Consistency Condition(6.20) が十分良く成立していると仮定して

$$\epsilon = \frac{3}{2} \left(1 + \frac{\langle p_{\text{pr}} \rangle}{\langle \rho_{\text{pr}} \rangle} \right) \quad (9.46)$$

(6.21) から解析的な (not Lattice の) 計算を進めた表式 $\epsilon = \frac{3}{2} \left(1 + \frac{p}{\rho} \right)$ を定義とすると、Lattice で計算するべきは $\epsilon = \frac{3}{2} \left(1 + \langle \frac{p}{\rho} \rangle \right)$ のように格子平均のタイミングが異なる。

9.4.2 相互作用に関する量

9.4.3 PBH 関係量

9.5 インフラトンポテンシャル

本節ではインフラトンポテンシャル $V(\phi)$ の具体的な表式と、対応するプログラム上の表式 $V_{\text{pr}}, \frac{dV_{\text{pr}}}{d\phi}, \frac{d^2V_{\text{pr}}}{d\phi^2}$ を求める。 V_{pr} はエネルギー密度 (9.36) と圧力 (9.37) で用いる。 $\frac{dV_{\text{pr}}}{d\phi}$ はインフラトン場の発展方程式 (9.29)(9.30) で用いる。 $\frac{d^2V_{\text{pr}}}{d\phi^2}$ はゆらぎの初期条件 (9.11) で用いる。

9.5.1 Chaotic ポテンシャル

$$V(\phi) = \frac{1}{2}m^2\phi^2 \quad (9.47)$$

に対して (1.11) より

$$\begin{aligned} V_{\text{pr}} &= \frac{\phi^2}{2a^{2s}} \\ \frac{dV_{\text{pr}}}{d\phi} &= \frac{\phi}{a^{2s}} \\ \frac{d^2V_{\text{pr}}}{d\phi^2} &= \frac{1}{a^{2s}} \xrightarrow{\text{initial}} 1 \end{aligned} \quad (9.48)$$

ただし 2 階微分はゆらぎの初期条件で用いるので (3.1) を使った。

9.5.2 Bumpy Axion ポテンシャル

$$V(\phi) = \frac{1}{2}m^2\phi^2 + \Lambda^4 \frac{\phi}{f} \sin\left(\frac{\phi}{f}\right) \quad (9.49)$$

に対しては、 $\beta = \frac{\Lambda^4}{m^2 f^2}$ として

$$\begin{aligned} V_{\text{pr}} &= \frac{\phi^2}{2a^{2s}} + \frac{\beta f \phi}{a^{2s}} \sin\left(\frac{\phi}{f}\right) \\ \frac{dV_{\text{pr}}}{d\phi} &= \frac{\phi}{a^{2s}} + \frac{\beta f}{a^{2s}} \left[\sin\left(\frac{\phi}{f}\right) + \frac{\phi}{f} \cos\left(\frac{\phi}{f}\right) \right] \\ \frac{d^2V_{\text{pr}}}{d\phi^2} &= 1 + \beta \left[2 \cos\left(\frac{\phi}{f}\right) - \frac{\phi}{f} \sin\left(\frac{\phi}{f}\right) \right] \end{aligned} \quad (9.50)$$

ただし 2 階微分は既に (3.1) を用いた表式である*6。

*6 計算は付録を参照

9.6 インプットパラメータ

9.7 アウトプット

9.7.1 背景量

アクション-U(1) インフレーション

単一場インフレーションの場合に加えて相互作用に関する量とゲージ固定の条件式を出力する。有効結合定数 ξ は (4.18) より

$$\xi = \frac{\alpha \langle \dot{\phi} \rangle}{2fH} = \frac{\alpha}{2f} \frac{\frac{\langle \dot{\phi} \rangle}{m}}{\frac{H}{m}} = \frac{\alpha}{2f} \frac{a \langle \check{\phi} \rangle}{\check{a}} \quad (9.51)$$

また背景量へのゲージ場の影響を測る条件式 (??)(??) は

$$\frac{H^2}{26\pi \langle \dot{\phi} \rangle} \frac{e^{\pi\xi}}{\xi^{\frac{3}{2}}} = \frac{m \left(\frac{H}{m}\right)^2}{26\pi \frac{\langle \dot{\phi} \rangle}{m}} \frac{e^{\pi\xi}}{\xi^{\frac{3}{2}}} = \frac{ma^{s-3}(\check{a})^2}{26\pi \langle \check{\phi} \rangle} \left(\frac{\alpha}{2f} \frac{a \langle \check{\phi} \rangle}{\check{a}} \right)^{-\frac{3}{2}} \exp \left(\frac{\alpha}{2f} \frac{a \langle \check{\phi} \rangle}{\check{a}} \right) \quad (9.52)$$

$$\frac{H}{146} \frac{e^{\pi\xi}}{\xi^{\frac{3}{2}}} = \frac{ma^{s-2}\check{a}}{146} \left(\frac{\alpha}{2f} \frac{a \langle \check{\phi} \rangle}{\check{a}} \right)^{-\frac{3}{2}} \exp \left(\frac{\alpha}{2f} \frac{a \langle \check{\phi} \rangle}{\check{a}} \right) \quad (9.53)$$

で計算する。

ゲージ固定の条件式は (??) を用いる。

9.7.2 PBH 関係量

PBH 存在量 f_{PBH} を求めるには (3.7) より、形成される PBH の質量 M_{PBH} と形成時の存在量 β を求める必要がある。以下ではこれらを求めるのに用いた手法と、必要なインプットパラメータを記す。

PBH 質量

PBH 質量と共動的な運動量スケール k の関係 (3.4) を用いて求める。この式における k は共動的な地平線スケールの逆数 aH で評価されるが、格子シミュレーションではスケール因子の初期値を 1 と定義していて単純に $k = (aH)_{\text{pr}}$ として計算することはできな

い。そこで CMB スケールを参照スケールとして導入して

$$\begin{aligned} \frac{k}{k_{\text{CMB}}} &= \frac{aH}{(aH)_{\text{CMB}}} = e^{N_e(k) - N_{e,\text{CMB}}} \frac{H}{H_{\text{CMB}}} \\ &= e^{N_{e,\text{ini}} - N_{e,\text{CMB}} + \Delta N_e} \frac{H}{m} \left(\frac{H_{\text{CMB}}}{m} \right)^{-1} \end{aligned} \quad (9.54)$$

のように e-folds で表して計算する。ここで $N_{e,\text{ini}}$ は格子シミュレーション開始時の e-folds であり、 $N_{e,\text{CMB}}$ は CMB スケール k_{CMB} が地平線外に出た時の e-folds である。また ΔN_e は格子シミュレーション開始から、注目スケール k が地平線外に出るまでの e-folds である。格子上の有効運動量 k_{eff} が格子上で地平線外に出る時刻（つまり $k_{\text{eff,pr}} = (aH)_{\text{pr}}$ となる時刻）における $\Delta N_e, \frac{H}{m}$ を求めれば、 k_{eff} に対応する k が求められる。上式におけるインプットパラメータは $N_{e,\text{ini}} - N_{e,\text{CMB}}, \frac{H_{\text{CMB}}}{m}, k_{\text{CMB}}$ であり、前者2つは背景インフレーションの発展から求める。

次に格子シミュレーションにおいて、各 k_{eff} に対応する $\Delta N_e, \frac{H}{m}$ を求める手法を述べる。前述の通り $k_{\text{eff,pr}} = (aH)_{\text{pr}}$ となる時刻で $\Delta N_e, \frac{H}{m}$ を評価する。ただし格子シミュレーションでは、時間発展が離散化されているので直線近似を行う。具体的には、離散的な時間発展によって厳密に $k_{\text{eff,pr}} = (aH)_{\text{pr}}$ となる時刻を求めることはできないので、代わりに直前の時刻における $(\Delta N_{e,\text{pre}}, (aH)_{\text{pr,pre}})$ の値と直後の時刻における $(\Delta N_{e,\text{post}}, (aH)_{\text{pr,post}})$ の値を用いて、その2点間を直線で近似して求める。以下に直線近似を表す図を示す。 ΔN を求めるための式は

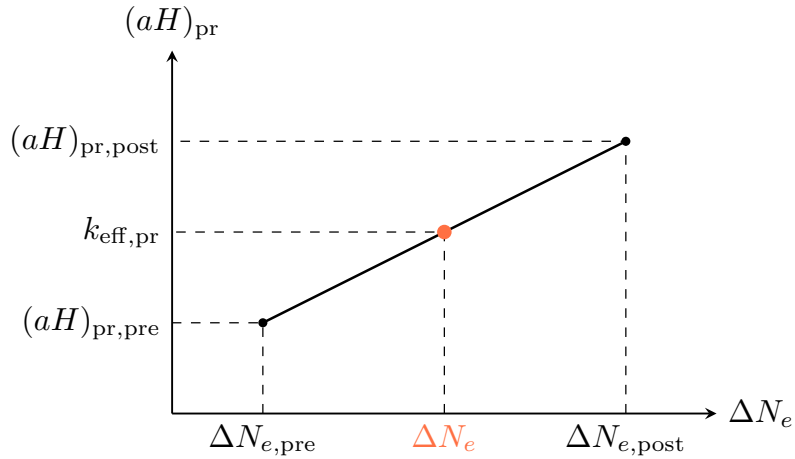


図 9.1 $k_{\text{eff,pr}} = (aH)_{\text{pr}}$ となる時刻 ΔN_e を求めるための直線近似

$$\Delta N_e = \Delta N_{e,\text{pre}} + \frac{\Delta N_{e,\text{post}} - \Delta N_{e,\text{pre}}}{(aH)_{\text{pr,post}} - (aH)_{\text{pr,pre}}} [k_{\text{eff,pr}} - (aH)_{\text{pr,pre}}] \quad (9.55)$$

である。同様に $\frac{H}{m}$ についても直線近似を用いれば、上で求めた ΔN から

$$\frac{H}{m} = \left(\frac{H}{m} \right)_{\text{pre}} + \frac{\left(\frac{H}{m} \right)_{\text{post}} - \left(\frac{H}{m} \right)_{\text{pre}}}{\Delta N_{e,\text{post}} - \Delta N_{e,\text{pre}}} [\Delta N_e - \Delta N_{e,\text{pre}}] \quad (9.56)$$

と計算できる。このようにして求めた $\Delta N_e, \frac{H}{m}$ とインプットパラメータを用いれば、 k_{eff} に対応する共動的運動量スケール k が求められ、(3.4) を用いて k_{eff} に対応する PBH 質量を求めることができる。

PBH 形成時の存在量

形成時の存在量 β は、密度ゆらぎがガウス分布に従うと仮定し (3.9) を用いて求める。ここで γ, δ_c はインプットパラメータであり、 σ は (3.14) により無次元曲率スペクトルから計算できる。ガウス型の窓関数を取ると

$$\begin{aligned} \sigma^2(k) &= \frac{16}{81} \int_0^\infty d \ln q \left(\frac{q}{k} \right)^4 \exp \left(-\frac{q^2}{k^2} \right) P_{\mathcal{R}}(q) \\ &= \frac{16}{81} \int_0^\infty d \left(\frac{q}{k} \right) \left(\frac{q}{k} \right)^3 \exp \left(-\frac{q^2}{k^2} \right) P_{\mathcal{R}}(q) \end{aligned}$$

格子上の有効運動量で表すと

$$\frac{q}{k} = \frac{q_{\text{eff},\text{pr}}}{k_{\text{eff},\text{pr}}} \quad (9.57)$$

であり、この関数としての無次元曲率スペクトル $P_{\mathcal{R}} \left(\frac{q}{k} \right)$ を用いれば

$$\sigma^2(k_{\text{eff}}) = \frac{16}{81} \int_0^\infty dx x^3 e^{-x^2} P_{\mathcal{R}}(x) \quad (9.58)$$

で計算できる。ただし $x = \frac{q}{k}$ に変数変換した。

格子シミュレーションでは調べることのできる運動量スケールは有限で、積分範囲の上限と下限を設ける

$$\sigma^2(k_{\text{eff}}) = \frac{16}{81} \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} dx x^3 e^{-x^2} P_{\mathcal{R}}(x) \quad (9.59)$$

ただし x_{\max} は $q_{\text{eff},\text{max}}$ に対応し、 x_{\min} は $q_{\text{eff},\text{min}} \approx \frac{2\pi}{L}$ に対応する。PBH 存在量 f_{PBH} が大きくなる運動量スケールは無次元曲率スペクトルのピーク付近 $k_{\text{eff}} \approx \tilde{k}_{\text{eff}}$ であるので

$$\sigma^2(k_{\text{eff}} \approx \tilde{k}_{\text{eff}}) = \frac{16}{81} \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} dx x^3 e^{-x^2} P_{\mathcal{R}}(x) \quad (9.60)$$

が重要な計算である。この場合 $P_{\mathcal{R}}(x)$ は $x = 1$ 付近にピークを持ち、また被積分関数によって $x \sim 1$ 以外の寄与は指数関数的に減衰する。よって積分範囲が $x \sim 1$ を含んでいれば、積分範囲に上限と下限を設ける近似が良い精度で保証される。

第 10 章

ファイル構造

第 11 章

コードレビュー

第Ⅳ部

利用に関して

第 12 章

利用上の注意事項

本章では Lattice シミュレーションコード「SFInflation」「Axion-U(1)」を利用する際の注意事項を説明する。12.1 節では使用するための権限について、12.2 節ではプログラム上の時間間隔が満たすべき条件、12.3 節ではシミュレーションするために必要なメモリの見積もり、12.4 節では動的に確保したメモリがリークする可能性についての注意点を説明する。適宜追加予定。

12.1 使用権限

本節ではシミュレーションコードを使用する際の権限を記しておく。私は LATTICEEASY[1] のコードを書き換えただけなので、その権限は LATTICEEASY 開発者に帰属する（[日本語あってる？](#)）。その内容は

LATTICEEASY consists of the C++ files "latticeeasy.cpp," "initialize.cpp," "evolution.cpp," "output.cpp," "latticeeasy.h," "parameters.h,". (The distribution also includes the file fteasy.cpp but this file is distributed separately and therefore not considered part of the LATTICEEASY distribution in what follows.) LATTICEEASY is free. We are not in any way, shape, or form expecting to make money off of these routines. We wrote them for the sake of doing good science and we're putting them out on the Internet in case other people might find them useful. Feel free to download them, incorporate them into your code, modify them, translate the comment lines into Swahili, or whatever else you want. What we do want is the following:

- 1) Leave this notice (i.e. this entire paragraph beginning with "LATTICEEASY consists of..." and ending with our email addresses) in with the code wherever you put it. Even if you're just using it in-house in your department, business, or wherever else we would like these credits to remain with it. This is partly so that people can...
- 2) Give us feedback. Did LATTICEEASY work great for you and help your work? Did you hate it? Did you find a way to improve it, or translate it into another programming language? Whatever the case might be, we would love to hear about it. Please let us know at the email address below.
- 3) Finally, insofar as we have the legal right to do so we forbid you to make money off of this code without our consent. In other words if you want to publish these functions in a book or bundle them into commercial software or anything like that contact us about it first. We'll probably say yes, but we would like to reserve that right.

For any comments or questions you can reach us at

gfelder@email.smith.edu

Igor.Tkachev@cern.ch

である。曰く、「LATTICEEASY のコードを自由に書き換えて良いが、上の文章をコード中に記載しておくこと。また、書き換えたコードなどをお金儲けに使いたければ必ず連絡し許可を取れ。」だそうだ。

また 2.1.3 節で説明した FFT を実行するためのコード「ffteasy.cpp」にも同様に

FFTEASY consists of the four C functions `fftc1`, `fftcn`, `fftr1`, and `fftrn`. FFTEASY is free. I am not in any way, shape, or form expecting to make money off of these routines. I wrote them because I needed them for some work I was doing and I'm putting them out on the Internet in case other people might find them useful. Feel free to download them, incorporate them into your code, modify them, translate the comment lines into Swahili, or whatever else you want. What I do want is the following:

- 1) Leave this notice (i.e. this entire paragraph beginning with "FFTEASY consists of..." and ending with my email address) in with the code wherever you put it. Even if you're just using it in-house in your department, business, or wherever else I would like these credits to remain with it. This is partly so that people can...
- 2) Give me feedback. Did FFTEASY work great for you and help your work? Did you hate it? Did you find a way to improve it, or translate it into another programming language? Whatever the case might be, I would love to hear about it. Please let me know at the email address below.
- 3) Finally, insofar as I have the legal right to do so I forbid you to make money off of this code without my consent. In other words if you want to publish these functions in a book or bundle them into commercial software or anything like that contact me about it first. I'll probably say yes, but I would like to reserve that right.

For any comments or questions you can reach me at
`gfelder@email.smith.edu`.

の文章をコード中に残しておく必要がある。

このように、LATTICEASY あるいは私の書いたコードに対する利用条件はおおよそ「MIT ライセンス」のようなもので、上で記載した文章をコード中に入れておけば自由に利用できる（ただし金儲けのためには直接的な許可を得る必要あり）。ちなみに MIT ライセンスとは、マサチューセッツ工科大学で作成された代表的な寛容型オープンソースライセンスであり、以下の文章を記載すれば自由にコードを利用できるという、緩い利用条件である。

Copyright (c) <YEAR> <COPYRIGHTHOLDER>

Permission is hereby granted, free of charge, to any person obtaining a copy of this software and associated documentation files (the “Software”), to deal in the Software without restriction, including without limitation the rights to use, copy, modify, merge, publish, distribute, sublicense, and/or sell copies of the Software, and to permit persons to whom the Software is furnished to do so, subject to the following conditions:

The above copyright notice and this permission notice shall be included in all copies or substantial portions of the Software.

THE SOFTWARE IS PROVIDED “AS IS”, WITHOUT WARRANTY OF ANY KIND, EXPRESS OR IMPLIED, INCLUDING BUT NOT LIMITED TO THE WARRANTIES OF MERCHANTABILITY, FITNESS FOR A PARTICULAR PURPOSE AND NONINFRINGEMENT. IN NO EVENT SHALL THE AUTHORS OR COPYRIGHT HOLDERS BE LIABLE FOR ANY CLAIM, DAMAGES OR OTHER LIABILITY, WHETHER IN AN ACTION OF CONTRACT, TORT OR OTHERWISE, ARISING FROM, OUT OF OR IN CONNECTION WITH THE SOFTWARE OR THE USE OR OTHER DEALINGS IN THE SOFTWARE.

ただし <YEAR> には著作権発生年を記入し、<COPYRIGHTHOLDER> には著作権保持者名を記入する。

12.2 Courant 条件

本節ではプログラム上の値が、時間発展で指数関数的に増加してしまわないための条件である「Courant 条件」（あるいは Courant 安定条件）について説明する。これは単に、離散的な時間発展で時間間隔 Δt が大きすぎると正しく計算できないことを回避するためのもの。その条件は

$$\Delta t < \frac{dx}{\sqrt{\text{spatial dimension}}} \quad (12.1)$$

である。これを満たすように Δt を決定すべきであるが、理想は (12.1) を満たしつつ Δt を変えても（小さくしても）結果が変わらない程度の Δt の値を用いることである。

12.3 必要メモリ

本節では Lattice シミュレーションの実行に必要なコンピュータのメモリの概算を行う。最も大きい寄与は N^3 個の場の値を格納する配列である。

スカラー的な場 1 つに対して、場の値と場の微分の値で $2N^3$ 個の要素が必要であり、私のコードでは 4 次の Runge-Kutta 法を用いているので 4.4 節でも述べたように 4 倍の要素が必要となる。結局 1 つのスカラー的な場に対して $8N^3$ 個の要素が必要である。1 つの要素が占めるメモリは扱っている変数によって変わる。私のコードでは浮動小数点数に double 型（約 16 桁の精度）を用いていて、C++ 言語の double 型は 1 つ当たり 8 B（バイト）である。これを踏まえてスカラー的な場 1 つ当たりが占めるメモリは

$$\text{memory per scalar field} = 8 \times 8N^3 \text{ B} \quad (12.2)$$

例えば、単一場インフレーションを $N = 256$ で実行するのに必要なメモリは

$$8 \times 8 \times (256)^3 \text{ B} \approx 1 \text{ GB} \quad (12.3)$$

また、axion-U(1) インフレーションを $N = 256$ で、Lorentz ゲージで実行するのに必要なメモリは

$$8 \times 5 \times 8 \times (256)^3 \text{ B} \approx 5 \text{ GB} \quad (12.4)$$

である。よって $N = 256$ の Lattice シミュレーションを行うには、8 GB のメモリがあるコンピュータであれば可能である（はず）。

ここで「はず」とはぐらかしたのは、コンピュータのメモリ容量をフルに使えるかどうか怪しいからで、私のコードでは（**現状は**）場の値の要素数の 1/4 を global 変数として宣言し、残りの 3/4 を local 変数として「動的に（C++ 言語の用語）」確保している。C++ プログラムで使用されるコンピュータのメモリ領域は「テキスト領域」「静的領域」「ヒープ領域」「スタック領域」の 4 つに分けられ、global 変数の確保は静的領域・動的なメモリの確保はヒープ領域・local 変数の確保はスタック領域で行われる。これらの領域の中で静的領域とスタック領域は（おそらく）割り当てられる容量が決まっていて、ヒープ領域は（おそらく）上限いっぱいまで使える。これを踏まえて global 変数として宣言している 1/4 の場の要素数のメモリが、静的領域の容量を超えてしまうとコンピュータのメモリ不足として実行できない可能性がある。解決するには場の値を全て local 変数として「動的に」確保すると良いかもしれない。でも面倒くさくてやってない。

12.4 メモリリーク

C++ 言語では大容量の配列を確保するために、動的なメモリの確保を行う。私の Lattice シミュレーションコードでも、場の値を格納する配列のうち 3/4 をのメモリを動的に確保している。動的に確保したメモリは、プログラム上で手動で解放しなければならない（借りたメモリは返さないといけない）。この「動的に確保したメモリの解放」を行わないとそのメモリを再利用できなくなってしまう。このことを「メモリリーク」と呼ぶ。

さて、g++ で実行中のプログラムを停止するには「Ctrl+c」をする必要がある。Lattice シミュレーションの実行には基本的に時間がかかるため、途中で終了するにはこの作業をする必要がある。しかし、私のシミュレーションコードには（というか C++ プログラム全てかもしれないが）、「Ctrl+c」の強制終了コマンドでメモリを解放することができない。よって Lattice シミュレーションを実行する際は「**Ctrl+c**」の強制終了コマンドは**極力使わない**ように注意すべきである。

ただし ChatGPT に聞いたところ「コンピュータを再起動すればリークしたメモリは初期化される」そうなので、「**Ctrl+c**」の強制終了コマンドを使用してしまった場合、**コンピュータを再起動するべき**である。

第 13 章

利用方法

本章では Lattice シミュレーションを実行し、結果のグラフを描画する具体的な方法・手順を説明する。その前にまず 13.1 節でプログラムを作動させるのに必要なアプリケーションを説明、13.2 節で Lattice シミュレーションを実行する方法を説明、13.3 節で得られた dat ファイルからグラフを描画する方法を説明する。

13.1 必要なアプリケーション

以下に Lattice シミュレーションの実行とグラフの描画に必要なアプリケーションを列挙しておく。

- コードエディタ
- C++ コンパイラ
- OpenMP (C++ に内包された API)
- Python 実行環境
- Matplotlib (Python に内包されたライブラリ)

私が使用していた各アプリケーションは「Visual Studio Code (VSCode)」「(homebrew でインストールした) g++」である。Python の実行は VSCode で行った。以下で各アプリケーションについて軽く説明する。

g++

C++ コンパイラとして用いた g++ は、様々なプログラミングコンパイラの集合である GNU Compiler Collection (gcc) の C++ 版であり、macOS における Command Line Interface (CLI) である「Terminal」にて実行した（私は）。具体的な実行方法は 13.2 節で説明する。

注意が必要なのは、macOS にデフォルトでインストールされている gcc は「clang」のもの（？）で古いバージョンらしく、この gcc で実行してもうまく動いてくれない場合がある。そこで「homebrew」という macOS で必須級のパッケージマネージャーから最新版の gcc をインストールする必要がある。ただし Terminal で gcc コマンドを使用しても clang の gcc が呼び出されるように（デフォルトでは）なっているはずなので、「シンボリックリンク」を作成し homebrew 経由の最新版 gcc が呼び出されるように設定を変更する必要がある。homebrew 経由の gcc のバイナリ（？）を確認するには terminal で

```
1 ls /usr/local/bin | grep gcc
2 ls /usr/local/bin | grep g++
```

とする。これで確認した gcc のバージョンに対してシンボリックリンクを作成するには

```
1 ln -s /usr/local/bin/gcc-00 /usr/local/bin/gcc
2 ln -s /usr/local/bin/g++-00 /usr/local/bin/g++
3 exec $SHELL -l
```

とすれば、gcc コマンドで homebrew 経由のものが呼び出されるようになる。00 にはバージョンを表す数字を入れ、3 行目はシェルの再起動をするコマンドである。シンボリックリンクが適切に作成されているか確かめるには

```
1 gcc --version
2 g++ --version
```

とすれば良い。また、作成したシンボリックリンクを削除するには

```
1 unlink /usr/local/bin/gcc
2 unlink /usr/local/bin/g++
```

とすれば良い。ここで記載した gcc への path (/usr/local/bin) は一例。

OpenMP

OpenMP (Open Multi-Processing) は共有メモリ型マシンで並列計算を可能にする API であり、C 言語・C++ 言語・FORTRAN で利用可能である。コンパイラによる自動並列化とは異なり、コードを書くことで並列化したい部分を明示的に指定できる。OpenMP による並列化はスレッド並列化と呼ばれ、並列化する部分で複数のスレッドが同時に計算を行うことで処理速度を上げることができる。詳しくは [8, 9] の web サイト、あるいはコードレビューを参照。

Matplotlib

Matplotlib は Python でグラフを描画するためのライブラリで、もしかしたらデフォルトで Python に付いているわけではないかもしれないのでその場合はインストールが必要。グラフ描画に Python（ひいては Matplotlib）を用いたのは、私が学部時代に授業で習ったグラフ描画がその方法だったからで、グラフが美しく描けるからとか業界ではそれが一般的だからとかそのような理由では全くない。

13.2 Lattice シミュレーションの実行

本節では Lattice シミュレーションを実行する具体的な手順を説明する。私の使用したアプリケーションでの説明をするので、他のアプリケーションを使用する場合はよしなに読み替えてください。

①Lattice シミュレーションを行うディレクトリ「SingleInflation」「AxionInflation」（正確には「SFInflation」「Axion-U(1)」ディレクトリ）を保存した path

13.3 グラフの描画

付録

付録 A

計算過程の明記

A.1 第 I 部

・ (1.7)

$$\begin{aligned}
 \ddot{a} &= \frac{d}{d\tau} \dot{a} \\
 &= ma^s \frac{d}{d\tau_{\text{pr}}} (ma^s a') \\
 &= m^2 a^s (sa^{s-1} a' a' + a^s a'') \\
 &= m^2 a^{2s} \left[a'' + s \frac{(a')^2}{a} \right]
 \end{aligned}$$

・ (1.8)

$$\begin{aligned}
 \ddot{f} &= \frac{d}{d\tau} \dot{f} \\
 &= ma^s \frac{d}{d\tau_{\text{pr}}} (ma^s f') \\
 &= m^2 a^s (sa^{s-1} a' f' + a^s f'') \\
 &= m^2 a^{2s} \left[f'' + s \frac{a'}{a} f' \right]
 \end{aligned}$$

・ (2.2) と (2.3) の DFT が逆変換であること

$$\begin{aligned}
 f(\mathbf{n}) &= \frac{1}{N^3} \sum_{\mathbf{m}} \left[\sum_{\tilde{\mathbf{n}}} f(\tilde{\mathbf{n}}) e^{-\frac{2\pi i}{N} \mathbf{m} \cdot \tilde{\mathbf{n}}} \right] e^{\frac{2\pi i}{N} \mathbf{m} \cdot \mathbf{n}} \\
 &= \frac{1}{N^3} \sum_{\tilde{\mathbf{n}}} f(\tilde{\mathbf{n}}) \sum_{\mathbf{m}} \exp \left[\frac{2\pi i}{N} \mathbf{m} \cdot (\mathbf{n} - \tilde{\mathbf{n}}) \right] \\
 &= \frac{1}{N^3} \sum_{\tilde{\mathbf{n}}} f(\tilde{\mathbf{n}}) N^3 \delta_{\mathbf{n}, \tilde{\mathbf{n}}} \\
 &= f(\mathbf{n})
 \end{aligned}$$

・ (2.5)

$$\begin{aligned}
 f^*(\boldsymbol{\kappa}) &= \sum_{\mathbf{n}} f^*(\mathbf{n}) e^{\frac{2\pi i}{N} \mathbf{m} \cdot \mathbf{n}} \\
 &= \sum_{\mathbf{n}} f(\mathbf{n}) e^{\frac{2\pi i}{N} \mathbf{m} \cdot \mathbf{n}} \\
 &= \sum_{\mathbf{n}} f(\mathbf{n}) e^{-\frac{2\pi i}{N} (-\mathbf{m}) \cdot \mathbf{n}} \\
 &= f(-\boldsymbol{\kappa})
 \end{aligned}$$

ただし $\boldsymbol{\kappa} = \frac{2\pi}{L} \frac{N}{2}$ に対しては

$$f^*(\boldsymbol{\kappa}) = \sum_{\mathbf{n}} f(\mathbf{n}) e^{i\pi n_i} = \sum_{\mathbf{n}} f(\mathbf{n}) e^{-i\pi n_i} = \sum_{\mathbf{n}} f(\mathbf{n})$$

で仮想的な $m_i = -\frac{N}{2}$ が対応する。もっと言うところ、フーリエモードのうち $\boldsymbol{\kappa} = (0, 0, 0)$, $(0, 0, \frac{N}{2})$, $(0, \frac{N}{2}, 0)$, $(\frac{N}{2}, 0, 0)$, $(0, \frac{N}{2}, \frac{N}{2})$, $(\frac{N}{2}, 0, \frac{N}{2})$, $(\frac{N}{2}, \frac{N}{2}, 0)$, $(\frac{N}{2}, \frac{N}{2}, \frac{N}{2})$ の 8 つのみが実数で $f^*(\boldsymbol{\kappa}) = f(\boldsymbol{\kappa})$ となる。

・ (3.8) の m_{eff}^2 ポテンシャル項を残した slow-roll 第 0 近似かつ sub-horizon 極限でのインフロン運動方程式は

$$\partial_\tau^2 f_k + \left[k^2 + a^2 \frac{d^2 V}{d\phi^2} \right] f_k = 0 \quad (f = a\delta\phi)$$

よって、より sub-horizon の近似を用いた解

$$\delta\phi = \frac{1}{a\sqrt{2k}} e^{-k\tau}$$

の一般化としては

$$\delta\phi = \frac{1}{a\sqrt{2\sqrt{k^2 + m_{\text{eff}}^2}}} e^{-\sqrt{k^2 + m_{\text{eff}}^2}\tau}, \quad m_{\text{eff}}^2 = a^2 \frac{d^2 V}{d\phi^2}$$

・ (3.9) の分散が $\mathcal{P}_{\delta\phi}$ になること

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= \int_0^\infty dX X^2 \left(\frac{\mathcal{P}_{\delta\phi}}{2} \right)^{-1} X \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\mathcal{P}_{\delta\phi}}{2} \right)^{-1} X^2 \right] \\ &= \left[-X^2 \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\mathcal{P}_{\delta\phi}}{2} \right)^{-1} X^2 \right] \right]_0^\infty + 2 \int_0^\infty dX X \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\mathcal{P}_{\delta\phi}}{2} \right)^{-1} X^2 \right] \\ &= 2 \left[-\left(\frac{\mathcal{P}_{\delta\phi}}{2} \right) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\mathcal{P}_{\delta\phi}}{2} \right)^{-1} X^2 \right] \right]_0^\infty \\ &= \mathcal{P}_{\delta\phi} \end{aligned}$$

・ (3.10) の複素ガウス分布で $|\delta\phi(k)|$ が (3.9) の Rayleigh 分布に従うこと

$$|\delta\phi(k)|^2 = (\text{Re}[\delta\phi(k)])^2 + (\text{Im}[\delta\phi(k)])^2, \quad \frac{\text{Im}[\delta\phi(k)]}{\text{Re}[\delta\phi(k)]} = \tan \theta$$

で極座標のように変換すると

$$\begin{aligned} &\int_{-\infty}^\infty d\text{Re}[\delta\phi(k)] \int_{-\infty}^\infty d\text{Im}[\delta\phi(k)] \frac{1}{\pi \mathcal{P}_{\delta\phi}} \exp \left[-\frac{|\delta\phi(k)|^2}{\mathcal{P}_{\delta\phi}} \right] \\ &= \int_0^\infty d|\delta\phi(k)| \int_0^{2\pi} d\theta |\delta\phi(k)| \frac{1}{\pi \mathcal{P}_{\delta\phi}} \exp \left[-\frac{|\delta\phi(k)|^2}{\mathcal{P}_{\delta\phi}} \right] \\ &= \int_0^\infty d|\delta\phi(k)| \left(\frac{\mathcal{P}_{\delta\phi}}{2} \right)^{-1} |\delta\phi(k)| \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\mathcal{P}_{\delta\phi}}{2} \right)^{-1} |\delta\phi(k)|^2 \right] \end{aligned}$$

・ガウス分布の 3 次のキュムラント

$$\begin{aligned}\langle (X - \bar{X})^3 \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} dX (X - \bar{X})^3 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(X-\bar{X})^2}{2\sigma^2}} \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} dx x^3 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}\end{aligned}$$

ここで

$$\frac{d}{dx} \left[e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \right] = -\frac{x}{\sigma^2} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}$$

より

$$\begin{aligned}\langle (X - \bar{X})^3 \rangle &= \left[\frac{x^2}{\sqrt{2\pi}\sigma} (-\sigma^2) e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \right]_{-\infty}^{\infty} + \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dx 2x e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \\ &= \frac{2\sigma}{\sqrt{2\pi}} \left[-\sigma^2 e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \right]_{-\infty}^{\infty} \\ &= 0\end{aligned}$$

・ガウス分布の 4 次のキュムラント

$$\begin{aligned}\langle (X - \bar{X})^4 \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} dX (X - \bar{X})^4 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(X-\bar{X})^2}{2\sigma^2}} \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} dx x^4 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \\ &= \left[\frac{x^3}{\sqrt{2\pi}\sigma} (-\sigma^2) e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \right]_{-\infty}^{\infty} + \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dx 3x^2 e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \\ &= 3\sigma^2 \int_{-\infty}^{\infty} dx x^2 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \\ &= 3\sigma^4\end{aligned}$$

A.2 第 II 部

• (6.9)

ポテンシャル項を残した slow-roll 第 0 近似（つまり曲率ゆらぎのみを無視）でのインフレーション運動方程式は

$$\partial_\tau^2 f_k + \left[k^2 - \frac{\partial_\tau^2 a}{a} + a^2 \frac{d^2 V}{d\phi^2} \right] f_k = 0 \quad (f = a\delta\phi)$$

ここで de-Sitter 宇宙の関係式を用いて

$$\begin{aligned} \frac{\partial_\tau^2 a}{a} &= \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \tau} \left[a \frac{da}{dt} \right] = \frac{d}{dt} (a^2 H) \\ &\approx H \frac{d}{dt} a^2 = 2a^2 H^2 \end{aligned}$$

と計算され、解

$$f_k(\tau) = \frac{\sqrt{-\pi\tau}}{2} H_\nu^{(1)}(-k\tau)$$

に対する ν は

$$\partial_\tau^2 f_k + \left[k^2 - \frac{\nu^2 - \frac{1}{4}}{\tau^2} \right] f_k = 0$$

と比較して

$$\begin{aligned} \nu^2 &= \frac{1}{4} + \tau^2 \left[2a^2 H^2 - a^2 \frac{d^2 V}{d\phi^2} \right] \\ &= \frac{9}{4} - \frac{1}{H^2} \frac{d^2 V}{d\phi^2} \end{aligned}$$

• (6.12)

Bessel 関数と Neumann 関数の満たす微分漸化式

$$\frac{dg_\nu(x)}{dx} = g_{\nu-1}(x) - \frac{\nu}{x} g_\nu(x), \quad g = J, Y, H$$

を用いてモード関数（両方向の波それぞれ）の微分は

$$\begin{aligned}
\partial_\tau \delta\phi(k) &= \partial_\tau \left[\frac{\sqrt{-\pi\tau}}{2a} H_\nu^{(1,2)}(-k\tau) \right] \\
&= \partial_\tau \frac{\sqrt{-\pi\tau}}{2a} \sqrt{J_\nu^2(-k\tau) + Y_\nu^2(-k\tau)} \exp \left[\pm i \arctan \left(\frac{Y_\nu(-k\tau)}{J_\nu(-k\tau)} \right) \right] \\
&= \left[\frac{-1}{2(-\tau)} - \frac{\partial_\tau a}{a} \right] \frac{\sqrt{-\pi\tau}}{2a} \sqrt{J_\nu^2 + Y_\nu^2} e^{\pm i\theta} \\
&\quad + \frac{\sqrt{-\pi\tau}}{2a} (-k) \frac{\partial}{\partial x} \sqrt{J_\nu^2(x) + Y_\nu^2(x)} \exp \left[\pm i \arctan \left(\frac{Y_\nu(x)}{J_\nu(x)} \right) \right] \\
&= \left[\frac{1}{2\tau} - \mathcal{H} \right] \frac{\sqrt{-\pi\tau}}{2a} \sqrt{J_\nu^2 + Y_\nu^2} e^{\pm i\theta} \\
&\quad - k \frac{\sqrt{-\pi\tau}}{2a} \left[\frac{J_\nu \partial_x J_\nu + Y_\nu \partial_x Y_\nu}{J_\nu^2 + Y_\nu^2} \pm i \frac{J_\nu \partial_x Y_\nu - Y_\nu \partial_x J_\nu}{\left(1 + \frac{Y_\nu^2}{J_\nu^2}\right) J_\nu^2} \right] \sqrt{J_\nu^2 + Y_\nu^2} e^{\pm i\theta} \\
&= \left[\frac{1}{2\tau} - \mathcal{H} - k \frac{J_\nu \left(J_{\nu-1} - \frac{\nu}{-k\tau} J_\nu \right) + Y_\nu \left(Y_{\nu-1} - \frac{\nu}{-k\tau} Y_\nu \right)}{J_\nu^2 + Y_\nu^2} \right] \delta\phi(k) \\
&\quad \mp ik \frac{J_\nu Y_{\nu-1} - J_{\nu-1} Y_\nu}{J_\nu^2 + Y_\nu^2} \delta\phi(k) \\
&= \left[\frac{1}{2\tau} - \mathcal{H} - \frac{\nu}{\tau} - k \frac{J_\nu J_{\nu-1} + Y_\nu Y_{\nu-1}}{J_\nu^2 + Y_\nu^2} \pm ik \frac{J_{\nu-1} Y_\nu + J_\nu Y_{\nu-1}}{J_\nu^2 + Y_\nu^2} \right] \delta\phi(k)
\end{aligned}$$

初期条件と Lattice 上の有効運動量を考慮すると

$$\begin{aligned}
\partial_\tau \delta\phi(k) &= \left[-\frac{H_{\text{ini}}}{2} - H_{\text{ini}} + \nu H_{\text{ini}} - k_{\text{eff}} \frac{J_\nu J_{\nu-1} + Y_\nu Y_{\nu-1}}{|H_\nu|^2} \right. \\
&\quad \left. \pm ik_{\text{eff}} \frac{J_{\nu-1} Y_\nu + J_\nu Y_{\nu-1}}{|H_\nu|^2} \right] \delta\phi(k) \\
&= \left[\left(\nu - \frac{3}{2} \right) H_{\text{ini}} - k_{\text{eff}} \frac{J_\nu J_{\nu-1} + Y_\nu Y_{\nu-1}}{|H_\nu|^2} \pm ik_{\text{eff}} \frac{J_{\nu-1} Y_\nu + J_\nu Y_{\nu-1}}{|H_\nu|^2} \right] \delta\phi(k)
\end{aligned}$$

リスケーリングと等方的初期条件をを考慮して最終的に

$$\begin{aligned}
\delta\phi'(\boldsymbol{\kappa}) &= \left[\left(\nu - \frac{3}{2} \right) a'_{\text{ini}} - k_{\text{eff,pr}} \frac{J_\nu J_{\nu-1} + Y_\nu Y_{\nu-1}}{|H_\nu|^2} \right] \delta\phi(\boldsymbol{\kappa}) \\
&\quad + ik_{\text{eff,pr}} \frac{J_{\nu-1} Y_\nu + J_\nu Y_{\nu-1}}{|H_\nu|^2} \frac{|\delta\phi|_{\text{pr}}}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{-\ln X_1} e^{i2\pi Y_1} - \sqrt{-\ln X_2} e^{i2\pi Y_2} \right]
\end{aligned}$$

• (6.13)

$$\begin{aligned}
0 &= \partial_\mu \left[-\sqrt{-g} g^{\alpha\beta} (\partial_\alpha \phi) \delta_\beta^\mu \right] - \sqrt{-g} \left(-\frac{dV}{d\phi} \right) \\
&= \partial_\mu \left[-a^4 g^{\alpha\mu} (\partial_\alpha \phi) \right] + a^4 \frac{dV}{d\phi} \\
&= \partial_\tau \left[a^2 (\partial_\tau \phi) \right] - a^2 \partial_i^2 \phi + a^4 \frac{dV}{d\phi} \\
&= a^2 \partial_\tau^2 \phi + 2a^2 \mathcal{H} \partial_\tau \phi - a^2 \nabla^2 \phi + a^4 \frac{dV}{d\phi} \\
&= a^2 \left[\partial_\tau^2 \phi + 2\mathcal{H} \partial_\tau \phi - \nabla^2 \phi + a^2 \frac{dV}{d\phi} \right]
\end{aligned}$$

• (6.14)

リスケーリング (1.5)(1.7)(1.8)(1.9)(1.11) を用いて

$$\begin{aligned}
&\partial_\tau^2 \phi + 2\mathcal{H} \partial_\tau \phi - \nabla^2 \phi + a^2 \frac{dV}{d\phi} \\
&= m^2 a^{2s} \left[\phi'' + s \frac{a'}{a} \phi' \right] + 2 \frac{m a^s a'}{a} m a^s \phi' - m^2 \nabla_{\text{pr}}^2 \phi + a^2 \frac{d}{d\phi} (m^2 a^{2s} V_{\text{pr}}) \\
&= m^2 a^{2s} \left[\phi'' + s \frac{a'}{a} \phi' + 2 \frac{a'}{a} \phi' - \frac{\nabla_{\text{pr}}^2 \phi}{a^{2s}} + a^2 \frac{dV_{\text{pr}}}{d\phi} \right] \\
&= m^2 a^{2s} \left[\phi'' + (s+2) \frac{a'}{a} \phi' - \frac{\nabla_{\text{pr}}^2 \phi}{a^{2s}} + a^2 \frac{dV_{\text{pr}}}{d\phi} \right]
\end{aligned}$$

• (6.16)

リスケーリング (1.7)(1.10) を用いて

$$\begin{aligned}
&\partial_\tau^2 a - \frac{a^3}{6} (p - 3p) \\
&= m^2 a^{2s} \left[a'' + s \frac{(a')^2}{a} \right] - \frac{a^3}{6} m^2 a^{2s} \langle \rho_{\text{pr}} - 3p_{\text{pr}} \rangle \\
&= m^2 a^{2s} \left[a'' + s \frac{(a')^2}{a} - \frac{a^3}{6} \langle \rho_{\text{pr}} - 3p_{\text{pr}} \rangle \right]
\end{aligned}$$

・ (6.17)(6.18)

エネルギー運動量テンソルは

$$T_{\mu\nu} = (\partial_\mu \phi)(\partial_\nu \phi) - g_{\mu\nu} \left[\frac{1}{2} g^{\alpha\beta} (\partial_\alpha \phi)(\partial_\beta \phi) + V(\phi) \right]$$

より

$$\begin{aligned} \rho &= -T^0_0 = -g^{0\mu} (\partial_\mu \phi)(\partial_0 \phi) + \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} (\partial_\alpha \phi)(\partial_\beta \phi) + V(\phi) \\ &= a^{-2} (\partial_\tau \phi)^2 - \frac{1}{2} a^{-2} (\partial_\tau \phi)^2 + \frac{1}{2} a^{-2} (\nabla \phi)^2 + V(\phi) \\ &= \frac{(\partial_\tau \phi)^2}{2a^2} + \frac{(\nabla \phi)^2}{2a^2} + V(\phi) \end{aligned}$$

リスケーリング (1.8) から (1.11) を用いて

$$\begin{aligned} \rho_{\text{pr}} &= \frac{1}{m^2 a^{2s}} \left[\frac{(ma^s \phi')^2}{2a^2} + m^2 \frac{(\nabla_{\text{pr}} \phi)^2}{2a^2} + m^2 a^{2s} V_{\text{pr}} \right] \\ &= \frac{(\phi')^2}{2a^2} + \frac{(\nabla_{\text{pr}} \phi)^2}{2a^{2s+2}} + V_{\text{pr}} \\ &= \frac{(\phi')^2}{2a^2} - \frac{\phi \nabla_{\text{pr}}^2 \phi}{2a^{2s+2}} + V_{\text{pr}} \end{aligned}$$

ただし、最後の「=」で **部分積分的な式** $(\nabla_{\text{pr}} \phi)^2 = -\phi \nabla_{\text{pr}}^2 \phi$ が成立することを仮定した。

また

$$\begin{aligned} p &= \frac{1}{3} T^i_i = \frac{1}{3} g^{i\mu} (\partial_\mu \phi)(\partial_i \phi) - \left[\frac{1}{2} g^{\alpha\beta} (\partial_\alpha \phi)(\partial_\beta \phi) + V(\phi) \right] \\ &= \frac{1}{3} a^{-2} (\nabla \phi)^2 + \frac{(\partial_\tau \phi)^2}{2a^2} - \frac{(\nabla \phi)^2}{2a^2} - V(\phi) \\ &= \frac{(\partial_\tau \phi)^2}{2a^2} - \frac{(\nabla \phi)^2}{6a^2} - V(\phi) \end{aligned}$$

リスケーリングを考慮して

$$p_{\text{pr}} = \frac{(\phi')^2}{2a^2} + \frac{\phi \nabla_{\text{pr}}^2 \phi}{6a^{2s+2}} - V_{\text{pr}}$$

• (6.22)

Friedmann 方程式の Consistency Condition がよく成立していると仮定して

$$\begin{aligned}
 \epsilon &= -\frac{\partial_t H}{H^2} = -\frac{3}{\langle \rho \rangle} \partial_t \sqrt{\frac{\langle \rho \rangle}{3}} \\
 &= -\frac{\sqrt{3}}{\langle \rho \rangle} \frac{\partial_t \langle \rho \rangle}{2\sqrt{\langle \rho \rangle}} = -\frac{\sqrt{3}}{\langle \rho \rangle} \frac{\langle \partial_t \rho \rangle}{2\sqrt{\langle \rho \rangle}} \\
 &= -\frac{\sqrt{3}}{\langle \rho \rangle} \frac{\langle -3H(\rho + p) \rangle}{2\sqrt{\langle \rho \rangle}} = \frac{3}{2} \sqrt{3} \frac{H}{\sqrt{\langle \rho \rangle}} \frac{\langle \rho + p \rangle}{\langle \rho \rangle} \\
 &= \frac{3}{2} \frac{\langle \rho \rangle + \langle p \rangle}{\langle \rho \rangle} = \frac{3}{2} \left(1 + \frac{\langle p \rangle}{\langle \rho \rangle} \right)
 \end{aligned}$$

ただし 2 行目 2 つ目の「=」で格子平均と時間微分が可換であることを仮定した（これを仮定しないとプログラムの処理が少し面倒くさくなるので仕方なく仮定した）。また 3 行目 1 つ目の「=」で保存則 $\partial_t \rho + 3H(\rho + p) = 0$ が成立していることを仮定した。保存則成立の仮定は Einstein 方程式の 2 本（スケール因子の発展方程式と、Friedmann 方程式の Consistency Condition）が十分良い精度で成立しているという仮定から保証されていると思っている。

• (6.23)

$$\frac{d}{dN_e} = \frac{d}{d \ln a} = \frac{d}{\frac{da}{a}} = a \frac{dt}{da} \frac{d}{dt} = \frac{1}{H} \frac{d}{dt}$$

と η の定義より

$$\begin{aligned}
 \eta &= \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dN_e} = \frac{\partial_t \epsilon}{H\epsilon} = \frac{1}{H\epsilon} \frac{3}{2} \partial_t \frac{\langle p \rangle}{\langle \rho \rangle} = \frac{1}{H\epsilon} \frac{3}{2} \partial_t \left(\frac{\langle p \rangle}{3H^2} \right) \\
 &= \frac{1}{2H\epsilon} \left[\frac{\partial_t \langle p \rangle}{H^2} - 2 \frac{\partial_t H}{H^2} \frac{\langle p \rangle}{H} \right] = \frac{\partial_t \langle p \rangle}{2H^3\epsilon} + \frac{\langle p \rangle}{H^2} \\
 &= \frac{\langle \partial_t p \rangle}{2H^3\epsilon} + 3 \frac{\langle p \rangle}{\langle \rho \rangle} = \frac{\langle \partial_t p \rangle}{2H^3\epsilon} + (2\epsilon - 3)
 \end{aligned}$$

とできる。思想としては、Consistency Condition などを用いて ρ, p の時間微分を極力回避することを心がけた。しかしもっと簡単な計算過程がありそう。圧力 p の時間微分は

$$\begin{aligned}
 \partial_t p &= \frac{1}{a} \frac{d}{d\tau} \left[\frac{(\partial_\tau \phi)^2}{2a^2} - \frac{(\nabla \phi)^2}{6a^2} - V(\phi) \right] \\
 &= \frac{1}{a} \left[\frac{\partial_\tau \phi}{a^2} \partial_\tau^2 \phi - \mathcal{H} \frac{(\partial_\tau \phi)^2}{a^2} - \frac{(\nabla \phi)(\nabla \partial_\tau \phi)}{3a^2} + \mathcal{H} \frac{(\nabla \phi)^2}{3a^2} - \frac{dV}{d\phi} \partial_\tau \phi \right]
 \end{aligned}$$

ここでインフロン場の 2 階微分 $\partial_\tau^2 \phi$ は発展方程式 (6.13) から

$$\begin{aligned}\partial_t p &= \frac{\partial_\tau \phi}{a^3} \left(-2\mathcal{H}\partial_\tau \phi + \nabla^2 \phi - a^2 \frac{dV}{d\phi} \right) - \mathcal{H} \frac{(\partial_\tau \phi)^2}{a^3} \\ &\quad - \frac{(\nabla \phi)(\nabla \partial_\tau \phi)}{3a^3} + \mathcal{H} \frac{(\nabla \phi)^2}{3a^3} - \frac{1}{a} \frac{dV}{d\phi} \partial_\tau \phi \\ &= -3 \frac{\mathcal{H}}{a} \frac{(\partial_\tau \phi)^2}{a^2} - 2 \frac{dV}{d\phi} \frac{\partial_\tau \phi}{a} \\ &\quad + \frac{\partial_\tau \phi \nabla^2 \phi}{a^3} - \frac{(\nabla \phi)(\nabla \partial_\tau \phi)}{3a^3} + \mathcal{H} \frac{(\nabla \phi)^2}{3a^3}\end{aligned}$$

1 行目が支配的な寄与をし、2 行目は空間微分が含まれているため小さな寄与をする。

1 行目は宇宙時間 t で表記すると多少わかりやすく

$$\partial_t p_{1st} = -3H(\partial_t \phi)^2 - 2 \frac{dV}{d\phi} \partial_t \phi$$

この支配的な寄与のみを考えた時の slow-roll パラメータ η は

$$\eta_{1st} = \frac{1}{2H^3 \epsilon} \langle -3H(\partial_t \phi)^2 - 2 \frac{dV}{d\phi} \partial_t \phi \rangle + 2\epsilon - 3$$

支配的な寄与のみを考えた時（空間微分項を除いた時）、slow-roll パラメータ ϵ が

$$\epsilon_{1st} = \frac{3 \langle \rho + p \rangle}{2 \langle \rho \rangle} = \frac{\langle \rho + p \rangle}{2H^2} = \frac{\langle \frac{(\partial_\tau \phi)^2}{a^2} \rangle}{2H^2}$$

と表されるので

$$\begin{aligned}\eta_{1st} &= \frac{1}{H \langle (\partial_\tau \phi)^2 \rangle} \langle -3H(\partial_t \phi)^2 - 2 \frac{dV}{d\phi} \partial_t \phi \rangle + 2\epsilon - 3 \\ &= -3 - 2 \frac{1}{H \langle (\partial_\tau \phi)^2 \rangle} \langle \frac{dV}{d\phi} \partial_t \phi \rangle + 2\epsilon - 3 \\ &= -6 + 2\epsilon - 2 \frac{1}{H} \frac{\langle \frac{dV}{d\phi} \partial_t \phi \rangle}{\langle (\partial_\tau \phi)^2 \rangle}\end{aligned}$$

で解析的な結果を再現 (?) する。プログラム上の値で書き直すと

$$\eta_{1st} = -6 + 2\epsilon - 2 \frac{a}{a'} \frac{\langle \frac{dV_{pr}}{d\phi} \phi' \rangle}{(\phi')^2}$$

支配的でない空間微分項も考慮すると

$$\begin{aligned}
\eta &= 2\epsilon - 3 + \frac{1}{2H^3\epsilon} \left[-3 \frac{\mathcal{H}}{a} \frac{(\partial_\tau \phi)^2}{a^2} - 2 \frac{dV}{d\phi} \frac{\partial_\tau \phi}{a} \right. \\
&\quad \left. + \frac{\partial_\tau \phi \nabla^2 \phi}{a^3} - \frac{(\nabla \phi)(\nabla \partial_\tau \phi)}{3a^3} + \mathcal{H} \frac{(\nabla \phi)^2}{3a^3} \right] \\
&= 2\epsilon - 3 + \frac{1}{H \langle \rho + p \rangle} \left[-3 \frac{\mathcal{H}}{a} \frac{(\partial_\tau \phi)^2}{a^2} - 2 \frac{dV}{d\phi} \frac{\partial_\tau \phi}{a} \right. \\
&\quad \left. + \frac{\partial_\tau \phi \nabla^2 \phi}{a^3} - \frac{(\nabla \phi)(\nabla \partial_\tau \phi)}{3a^3} + \mathcal{H} \frac{(\nabla \phi)^2}{3a^3} \right] \\
&= \left[-3 - 3 \frac{\langle (\partial_\tau \phi)^2 \rangle}{a^2 \langle \rho + p \rangle} \right] + 2\epsilon - 2 \frac{1}{H \langle \rho + p \rangle} \left\langle \frac{dV}{d\phi} \frac{\partial_\tau \phi}{a} \right\rangle \\
&\quad + \frac{1}{H \langle \rho + p \rangle} \left[\frac{\partial_\tau \phi \nabla^2 \phi}{a^3} - \frac{(\nabla \phi)(\nabla \partial_\tau \phi)}{3a^3} + \mathcal{H} \frac{(\nabla \phi)^2}{3a^3} \right]
\end{aligned}$$

ここで 1 行目が先ほどの支配的な寄与に対応する（上の式で格子平均の $\langle \dots \rangle$ を忘れてい
るところが沢山あるのでよしなに、）。エネルギー密度の計算で仮定した部分積分的な式
を空間微分項にも適用して、2 行目は

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial_\tau \phi \nabla^2 \phi}{a^3} - \frac{(\nabla \phi)(\nabla \partial_\tau \phi)}{3a^3} + \mathcal{H} \frac{(\nabla \phi)^2}{3a^3} \\
&= \frac{\partial_\tau \phi \nabla^2 \phi}{a^3} + \frac{\nabla^2 \phi \partial_\tau \phi}{3a^3} - \mathcal{H} \frac{\phi \nabla^2 \phi}{3a^3} \\
&= -H \frac{\phi \nabla^2 \phi}{3a^2} + \frac{4(\partial_\tau \phi)(\nabla^2 \phi)}{3a^3}
\end{aligned}$$

であるので最終的に

$$\begin{aligned}
\eta &= \left[-3 - 3 \frac{\langle (\partial_\tau \phi)^2 \rangle}{a^2 \langle \rho + p \rangle} \right] + 2\epsilon - 2 \frac{1}{H \langle \rho + p \rangle} \left\langle \frac{dV}{d\phi} \frac{\partial_\tau \phi}{a} \right\rangle \\
&\quad - \frac{\langle \phi \nabla^2 \phi \rangle}{3a^2 \langle \rho + p \rangle} + \frac{4 \langle (\partial_\tau \phi)(\nabla^2 \phi) \rangle}{3a^3 H \langle \rho + p \rangle}
\end{aligned}$$

プログラム上の値で書き直すと

$$\begin{aligned}
\eta &= \left[-3 - 3 \frac{\langle (\phi')^2 \rangle}{a^2 \langle \rho_{\text{pr}} + p_{\text{pr}} \rangle} \right] + 2\epsilon - 2 \frac{a}{a'} \frac{1}{\langle \rho_{\text{pr}} + p_{\text{pr}} \rangle} \left\langle \frac{dV_{\text{pr}}}{d\phi} \phi' \right\rangle \\
&\quad - \frac{\langle \phi \nabla_{\text{pr}}^2 \phi \rangle}{3a^{2s+2} \langle \rho_{\text{pr}} + p_{\text{pr}} \rangle} + \frac{4}{3a^{2s+1} a'} \frac{\langle \phi' \nabla_{\text{pr}}^2 \phi \rangle}{\langle \rho_{\text{pr}} + p_{\text{pr}} \rangle}
\end{aligned}$$

ここで分母に来ているエネルギーと圧力の和は

$$\langle \rho_{\text{pr}} + p_{\text{pr}} \rangle = \left\langle \frac{(\phi')^2}{a^2} - \frac{\phi \nabla^2 \phi}{3a^{2s+2}} \right\rangle$$

• (6.27)

1 階微分は

$$\begin{aligned}
 \frac{dV_{\text{pr}}}{d\phi} &= \frac{1}{2a^{2s}} \frac{d}{d\phi} \phi^2 \left[1 + s \tanh \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right) \right] \\
 &= \frac{\phi}{a^{2s}} \left[1 + s \tanh \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right) \right] + \frac{\phi^2}{2a^{2s}} \frac{s}{d} \frac{1}{\cosh^2 \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right)} \\
 &= \frac{\phi}{a^{2s}} \left[1 + s \tanh \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right) \right] + \frac{\phi}{2a^{2s}} \frac{\phi}{d} \frac{s}{\cosh^2 \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right)}
 \end{aligned}$$

2 階微分は

$$\frac{d^2 V_{\text{pr}}}{d\phi^2} = \frac{1}{a^{2s}} \frac{d}{d\phi} \left[\phi \left\{ 1 + s \tanh \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right) \right\} + \frac{\phi^2}{2d} \frac{s}{\cosh^2 \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right)} \right]$$

先にスケール因子の初期条件 (3.1) を使って

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2 V_{\text{pr}}}{d\phi^2} &= \frac{d}{d\phi} \left[\phi \left\{ 1 + s \tanh \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right) \right\} + \frac{\phi^2}{2d} \frac{s}{\cosh^2 \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right)} \right] \\
 &= 1 + s \tanh \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right) + \phi \frac{s}{d} \frac{1}{\cosh^2 \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right)} \\
 &\quad + \frac{\phi}{d} \frac{s}{\cosh^2 \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right)} + \frac{\phi^2}{2d} (-2s) \frac{1}{d} \frac{\sinh \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right)}{\cosh^3 \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right)} \\
 &= 1 + s \tanh \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right) + 2 \frac{s \frac{\phi}{d}}{\cosh^2 \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right)} \\
 &\quad - \frac{\phi}{d} \tanh \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right) \frac{s \frac{\phi}{d}}{\cosh^2 \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right)} \\
 &= 1 + s \tanh \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right) + \frac{s \frac{\phi}{d}}{\cosh^2 \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right)} \left[2 - \frac{\phi}{d} \tanh \left(\frac{\phi - \phi_{\text{step}}}{d} \right) \right]
 \end{aligned}$$

A.3 第 III 部

• (9.21)

$$\partial_\tau A(k) = \partial_\tau \left[\frac{1}{\sqrt{2k}} e^{\pm ik\tau} \right] = \frac{\pm ik}{\sqrt{2k}} e^{\pm ik\tau} = \pm ik A(k)$$

ただし指数関数の肩の \pm は円偏光を表しているのではなく、等方的初期条件を考慮する際の正負方向に進む波を表す。リスケーリングを考慮すると、時間微分のリスケリング m と運動量のリスケリング m が相殺して

$$A'(\kappa) = -ik_{\text{eff,pr}} \frac{|A|_{\text{pr}}}{\sqrt{2}} (\sqrt{-\ln X_1} e^{i2\pi Y_1} - \sqrt{-\ln X_2} e^{i2\pi Y_2})$$

最初の「-」は 1 項目に対応するのが $e^{-ik\tau}$ の波だからであるが、ガウス分布で作っている（正負の対称性があるはずなので）無くても良い。

• (9.24)

Coulomb 波動関数の満たす微分漸化式と関係式は

$$\frac{dg_0(\xi, x)}{dx} = \left(\frac{1}{x} + \xi \right) g_0(\xi, x) - \sqrt{1 + \xi^2} g_1(\xi, x), \quad g = F, G$$

$$G_l(\xi, x) \frac{d}{dx} F_l(\xi, x) - F_l(\xi, x) \frac{d}{dx} G_l(\xi, x) = 1$$

である。モード関数（両方向の波それぞれ \pm と、各偏光 λ ）の微分は

$$\begin{aligned} \partial_\tau A_\lambda(k) &= \partial_\tau \left[\frac{1}{\sqrt{2k}} [G_0(\lambda\xi, -k\tau) \pm iF_0(\lambda\xi, -k\tau)] \right] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2k}} \partial_\tau \sqrt{G_0^2(\lambda\xi, -k\tau) + F_0^2(\lambda\xi, -k\tau)} \exp \left[\pm i \arctan \left(\frac{F_0(\lambda\xi, -k\tau)}{G_0(\lambda\xi, -k\tau)} \right) \right] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2k}} (-k) \partial_\chi \sqrt{G_0^2(\lambda\xi, \chi) + F_0^2(\lambda\xi, \chi)} \exp \left[\pm i \arctan \left(\frac{F_0(\lambda\xi, \chi)}{G_0(\lambda\xi, \chi)} \right) \right] \\ &= \frac{-k}{\sqrt{2k}} \frac{G_0 \partial_\chi G_0 + F_0 \partial_\chi F_0}{\sqrt{G_0^2 + F_0^2}} \exp \left[\pm i \arctan \left(\frac{F_0}{G_0} \right) \right] \\ &\quad + \frac{-k}{\sqrt{2k}} \sqrt{G_0^2 + F_0^2} \frac{\pm i}{1 + \frac{F_0^2}{G_0^2}} \frac{G_0 \partial_\chi F_0 - F_0 \partial_\chi G_0}{G_0^2} \exp \left[\pm i \arctan \left(\frac{F_0}{G_0} \right) \right] \end{aligned}$$

ただし Coulomb 波動関数の引数は冗長なので省いたのでよしなに。\$A_\lambda\$ で表せば

$$\partial_\tau A_\lambda(k) = -k \frac{G_0 \partial_\chi G_0 + F_0 \partial_\chi F_0}{G_0^2 + F_0^2} A_\lambda(k) \mp ik \frac{G_0 \partial_\chi F_0 - F_0 \partial_\chi G_0}{G_0^2 + F_0^2} A_\lambda(k)$$

微分漸化式を用いると 1 項目は

$$\begin{aligned} & G_0 \partial_\chi G_0 + F_0 \partial_\chi F_0 \\ &= G_0 \left[\left(\frac{1}{\chi} + \lambda \xi \right) G_0 - \sqrt{1 + \xi^2} G_1 \right] + F_0 \left[\left(\frac{1}{\chi} + \lambda \xi \right) F_0 - \sqrt{1 + \xi^2} F_1 \right] \\ &= \left(\frac{1}{\chi} + \lambda \xi \right) [G_0^2 + F_0^2] - \sqrt{1 + \xi^2} [G_0 G_1 + F_0 F_1] \\ &= \left(\frac{1}{-k\tau} + \lambda \xi \right) [G_0^2 + F_0^2] - \sqrt{1 + \xi^2} [G_0 G_1 + F_0 F_1] \end{aligned}$$

また、関係式を用いると 2 項目は 1 なので

$$\begin{aligned} \partial_\tau A_\lambda(k) &= -k \left[\left(\frac{1}{-k\tau} + \lambda \xi \right) - \sqrt{1 + \xi^2} \frac{G_0 G_1 + F_0 F_1}{G_0^2 + F_0^2} \right] A_\lambda(k) \\ &\quad \mp ik \frac{1}{G_0^2 + F_0^2} A_\lambda(k) \end{aligned}$$

初期条件と Lattice 上の有効運動量を考慮すると

$$\begin{aligned} \partial_\tau A_\lambda(k_{\text{eff}}) &= k_{\text{eff}} \sqrt{1 + \xi_{\text{ini}}^2} \frac{G_0 G_1 + F_0 F_1}{G_0^2 + F_0^2} A_\lambda(k_{\text{eff}}) - H_{\text{ini}} A_\lambda(k_{\text{eff}}) \\ &\quad - \lambda k_{\text{eff}} \xi_{\text{ini}} A_\lambda(k_{\text{eff}}) \mp ik_{\text{eff}} \frac{1}{G_0^2 + F_0^2} A_\lambda(k_{\text{eff}}) \end{aligned}$$

リスケーリングを考慮して

$$\begin{aligned} A'_\lambda(\kappa) &= \frac{1}{m} \left[m k_{\text{eff,pr}} \sqrt{1 + \xi_{\text{ini}}^2} \frac{G_0 G_1 + F_0 F_1}{G_0^2 + F_0^2} A_\lambda(\kappa) - m a'_{\text{ini}} A_\lambda(\kappa) \right. \\ &\quad \left. - \lambda m k_{\text{eff,pr}} \xi_{\text{ini}} A_\lambda(\kappa) \mp i m k_{\text{eff,pr}} \frac{1}{G_0^2 + F_0^2} A_\lambda(\kappa) \right] \\ &= k_{\text{eff,pr}} \sqrt{1 + \xi_{\text{ini}}^2} \frac{G_0 G_1 + F_0 F_1}{G_0^2 + F_0^2} A_\lambda(\kappa) - a'_{\text{ini}} A_\lambda(\kappa) \\ &\quad - \lambda k_{\text{eff,pr}} \xi_{\text{ini}} A_\lambda(\kappa) \mp i k_{\text{eff,pr}} \frac{1}{G_0^2 + F_0^2} A_\lambda(\kappa) \end{aligned}$$

等方的初期条件を考慮して

$$\begin{aligned} A'_\lambda(\kappa) &= \left[k_{\text{eff,pr}} \sqrt{1 + \xi_{\text{ini}}^2} \frac{G_0 G_1 + F_0 F_1}{G_0^2 + F_0^2} - \lambda k_{\text{eff,pr}} \xi_{\text{ini}} - a'_{\text{ini}} \right] A_\lambda(\kappa) \\ &\quad - i \frac{k_{\text{eff,pr}}}{\sqrt{2}} \frac{|A_\lambda|_{\text{pr}}}{G_0^2 + F_0^2} \left[\sqrt{-\ln X_{\pm,1}} e^{i2\pi Y_{\pm,1}} - \sqrt{-\ln X_{\pm,2}} e^{i2\pi Y_{\pm,2}} \right] \end{aligned}$$

・ (9.27) の定義が関係式 (9.26) を満たすこと

この計算では有効運動量ベクトルの添字”eff”を省略する。

まず偏光ベクトルが運動量ベクトルと直行すること

$$\begin{aligned}\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{\pm}(\mathbf{k}) &\propto (-k_1^2 k_3 \mp i k_1 k_2 k) + (-k_2^2 k_3 \pm i k_1 k_2 k) + (k_3 k^2 - k_3^3) \\ &= -(k_1^2 + k_2^2 + k_3^2) k_3 + k_3 k^2 = 0\end{aligned}$$

次に規格化

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\epsilon}_{\lambda_1}^*(\mathbf{k}) \cdot \boldsymbol{\epsilon}_{\lambda_2}(\mathbf{k}) &= \frac{1}{2k^2(k^2 - k_3^2)} [(-k_1 k_3 + \lambda_1 i k_2 k)(-k_1 k_3 - \lambda_2 i k_2 k) \\ &\quad + (-k_2 k_3 - \lambda_1 i k_1 k)(-k_2 k_3 + \lambda_2 i k_1 k) + (k^2 - k_3^2)^2] \\ &= \frac{1}{2k^2(k^2 - k_3^2)} [k_1^2 k_3^2 - (\lambda_1 - \lambda_2) i k_1 k_2 k_3 k + \lambda_1 \lambda_2 k_2^2 k^2 \\ &\quad + k_2^2 k_3^2 + (\lambda_1 - \lambda_2) i k_1 k_2 k_3 k + \lambda_1 \lambda_2 k_1^2 k^2 + (k^2 - k_3^2)^2] \\ &= \frac{1}{2k^2(k^2 - k_3^2)} [k_1^2 k_3^2 + k_2^2 k_3^2 + k_3^2 k_3^2 - 2k_3^2 k^2 + k^4 \\ &\quad + \lambda_1 \lambda_2 (k_1^2 + k_2^2) k^2] \\ &= \frac{1}{2k^2(k^2 - k_3^2)} [k^4 - k_3^2 k^2 + \lambda_1 \lambda_2 (k_1^2 + k_2^2) k^2] \\ &= \frac{1}{2(k^2 - k_3^2)} [k^2 - k_3^2 + \lambda_1 \lambda_2 (k^2 - k_3^2)] \\ &= \frac{1}{2} (1 + \lambda_1 \lambda_2) = \delta_{\lambda_1, \lambda_2}\end{aligned}$$

最後に外積

$$\begin{aligned}[\mathbf{k} \times \boldsymbol{\epsilon}_{\pm}(\mathbf{k})]_1 &= \frac{1}{\sqrt{2k^2(k^2 - k_3^2)}} \left(k_2(k^2 - k_3^2) - k_3(-k_2 k_3 \pm i k_1 k) \right) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2k^2(k^2 - k_3^2)}} \left(k_2 k^2 \mp i k_3 k_1 k \right) \\ &= \frac{\mp i k}{\sqrt{2k^2(k^2 - k_3^2)}} (k_1 k_3 \pm i k_2 k)\end{aligned}$$

・ (9.28)

(6.13) の計算において

$$V \rightarrow V + \frac{\alpha}{4f} \phi \tilde{F}^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$$

とすれば良いので、ポテンシャル項に相互作用項を加えて

$$a^2 \frac{dV}{d\phi} + a^2 \frac{\alpha}{4f} \tilde{F}^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$$

とすれば良い。つまりインフラトンの運動方程式は

$$\partial_\tau^2 \phi + 2\mathcal{H} \partial_\tau \phi - \nabla^2 \phi + a^2 \frac{dV}{d\phi} = -a^2 \frac{\alpha}{4f} \tilde{F}^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$$

となる。Lattice シミュレーションでゲージ場は $A(\tau, \mathbf{n})$ として扱うので、右辺の相互作用項を A で表すと

$$\begin{aligned} \tilde{F}^{\mu\nu} F_{\mu\nu} &= \frac{\tilde{\epsilon}^{\mu\nu\alpha\beta}}{2\sqrt{-g}} (\partial_\alpha A_\beta - \partial_\beta A_\alpha) (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) \\ &= 2 \frac{\tilde{\epsilon}^{\mu\nu\alpha\beta}}{\sqrt{-g}} \partial_\alpha A_\beta \partial_\mu A_\nu \\ &= \frac{2}{a^4} \tilde{\epsilon}^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\alpha A_\beta \partial_\mu A_\nu \\ &= \frac{2}{a^4} [\tilde{\epsilon}^{0ijk} \partial_j A_k \partial_0 A_i + \tilde{\epsilon}^{i0jk} \partial_j A_k \partial_i A_0 + \tilde{\epsilon}^{ij0k} \partial_0 A_k \partial_i A_j + \tilde{\epsilon}^{ijk0} \partial_k A_0 \partial_i A_j] \\ &= \frac{2}{a^4} \tilde{\epsilon}^{0ijk} [\partial_j A_k \partial_0 A_i - \partial_j A_k \partial_i A_0 + \partial_0 A_k \partial_i A_j - \partial_k A_0 \partial_i A_j] \\ &= \frac{2}{a^4} \tilde{\epsilon}^{0ijk} [\partial_j A_k (\partial_0 A_i - \partial_i A_0) + (\partial_0 A_k - \partial_k A_0) \partial_i A_j] \end{aligned}$$

2 項目で $k \rightarrow i, i \rightarrow j, j \rightarrow k$ とすれば

$$\tilde{F}^{\mu\nu} F_{\mu\nu} = \frac{2}{a^4} \tilde{\epsilon}^{0ijk} [\partial_j A_k (\partial_0 A_i - \partial_i A_0) + (\partial_0 A_i - \partial_i A_0) \partial_j A_k]$$

Lattice シミュレーションでは古典場として扱う（ここら辺が少し怪しい、sub-horizon で量子ゆらぎとして扱うのが理論的な手続き）ので、2 項目でゲージ場の可換性を認めて

$$\begin{aligned} \tilde{F}^{\mu\nu} F_{\mu\nu} &= \frac{4}{a^4} \tilde{\epsilon}^{0ijk} \partial_j A_k (\partial_0 A_i - \partial_i A_0) \\ &= \frac{4}{a^4} (\nabla \times \mathbf{A}) \cdot (\partial_\tau \mathbf{A} - \nabla A_0) \end{aligned}$$

ここで $A_i \rightarrow \mathbf{A}$ とした。この相互作用項の表式を用いて

$$\partial_\tau^2 \phi + 2\mathcal{H}\partial_\tau \phi - \nabla^2 \phi + a^2 \frac{dV}{d\phi} = -\frac{1}{a^2} \frac{\alpha}{f} (\nabla \times \mathbf{A}) \cdot (\partial_\tau \mathbf{A} - \nabla A_0)$$

これはゲージ固定を指定していない表式である。

• (9.29)

(6.14) の計算と同様にすれば

$$\phi'' + (s+2) \frac{a'}{a} \phi' - \frac{\nabla_{\text{pr}}^2 \phi}{a^{2s}} + a^2 \frac{dV_{\text{pr}}}{d\phi} = \frac{1}{m^2 a^{2s}} \left[-\frac{1}{a^2} \frac{\alpha}{f} (\nabla \times \mathbf{A}) \cdot (\partial_\tau \mathbf{A} - \nabla A_0) \right]$$

相互作用項はリスケーリング (1.8)(1.9) より

$$\begin{aligned} & \frac{1}{m^2 a^{2s}} \left[-\frac{1}{a^2} \frac{\alpha}{f} (\nabla \times \mathbf{A}) \cdot (\partial_\tau \mathbf{A} - \nabla A_0) \right] \\ &= \frac{1}{m^2 a^{2s}} \left[-\frac{1}{a^2} \frac{\alpha}{f} (m \nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A}) \cdot (m a^s \mathbf{A}' - m \nabla_{\text{pr}} A_0) \right] \\ &= -\frac{\alpha}{f} \frac{1}{a^{2s+2}} (\nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A}) \cdot (a^s \mathbf{A}' - \nabla_{\text{pr}} A_0) \end{aligned}$$

最終的に

$$\phi'' = -(s+2) \frac{a'}{a} \phi' + \frac{\nabla_{\text{pr}}^2 \phi}{a^{2s}} - a^2 \frac{dV_{\text{pr}}}{d\phi} - \frac{\alpha}{f} \frac{1}{a^{2s+2}} (\nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A}) \cdot (a^s \mathbf{A}' - \nabla_{\text{pr}} A_0)$$

• (9.31)

ゲージ場を含むラグランジアンは

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{GF}} &= \sqrt{-g} \left[-\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - \frac{\alpha}{4f} \phi \tilde{F}^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \right] \\ &= \sqrt{-g} \left[-\frac{1}{4} g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta} F_{\alpha\beta} F_{\mu\nu} - \frac{\alpha}{4f} \phi \frac{\tilde{\epsilon}^{\mu\nu\alpha\beta}}{2\sqrt{-g}} F_{\alpha\beta} F_{\mu\nu} \right] \\ &= -\frac{1}{4} \eta^{\mu\alpha} \eta^{\nu\beta} F_{\alpha\beta} F_{\mu\nu} - \frac{\alpha}{8f} \phi \tilde{\epsilon}^{\mu\nu\alpha\beta} F_{\alpha\beta} F_{\mu\nu} \\ &= -\frac{1}{2} \eta^{\mu\alpha} \eta^{\nu\beta} \partial_\alpha A_\beta (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) - \frac{\alpha}{2f} \phi \tilde{\epsilon}^{\mu\nu\alpha\beta} \partial_\alpha A_\beta \partial_\mu A_\nu \end{aligned}$$

ただし

$$\eta_{\mu\nu} = \frac{g_{\mu\nu}}{a^2} = \begin{pmatrix} -1 & & & \\ & 1 & & \\ & & 1 & \\ & & & 1 \end{pmatrix}$$

である。このようにゲージ場を含むラグランジアンは計量のスケール因子が相殺し、Minkowski 計量で扱えるので Euler-Lagrange 方程式も Minkowski 計量と同じもので良く

$$\begin{aligned}
0 &= \partial_\rho \frac{\partial \mathcal{L}_{\text{GF}}}{\partial (\partial_\rho A_\sigma)} \\
&= \partial_\rho \left[-\frac{1}{2} \eta^{\mu\alpha} \eta^{\nu\beta} \delta_\alpha^\rho \delta_\beta^\sigma (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) - \frac{1}{2} \eta^{\mu\alpha} \eta^{\nu\beta} \partial_\alpha A_\beta (\delta_\mu^\rho \delta_\nu^\sigma - \delta_\nu^\rho \delta_\mu^\sigma) \right. \\
&\quad \left. - \frac{\alpha}{2f} \phi \tilde{\epsilon}^{\mu\nu\alpha\beta} (\delta_\alpha^\rho \delta_\beta^\sigma \partial_\mu A_\nu + \partial_\alpha A_\beta \delta_\mu^\rho \delta_\nu^\sigma) \right] \\
&= \partial_\rho \left[-\frac{1}{2} \eta^{\mu\rho} \eta^{\nu\sigma} (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) - \frac{1}{2} \eta^{\rho\alpha} \eta^{\sigma\beta} \partial_\alpha A_\beta + \frac{1}{2} \eta^{\sigma\alpha} \eta^{\rho\beta} \partial_\alpha A_\beta \right. \\
&\quad \left. - \frac{\alpha}{2f} \phi \tilde{\epsilon}^{\mu\nu\rho\sigma} \partial_\mu A_\nu - \frac{\alpha}{2f} \phi \tilde{\epsilon}^{\rho\sigma\alpha\beta} \partial_\alpha A_\beta \right] \\
&= \partial_\rho \left[-\frac{1}{2} \eta^{\mu\rho} \eta^{\nu\sigma} (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) \right. \\
&\quad \left. - \frac{\alpha}{2f} \phi \tilde{\epsilon}^{\mu\nu\rho\sigma} (\partial_\mu A_\nu + \partial_\mu A_\nu) \right] \\
&= \partial_\rho \left[\eta^{\mu\rho} \eta^{\nu\sigma} (\partial_\nu A_\mu - \partial_\mu A_\nu) - \frac{\alpha}{f} \phi \tilde{\epsilon}^{\mu\nu\rho\sigma} \partial_\mu A_\nu \right] \\
&= \eta^{\mu\rho} \eta^{\nu\sigma} (\partial_\rho \partial_\nu A_\mu - \partial_\rho \partial_\mu A_\nu) - \frac{\alpha}{f} \tilde{\epsilon}^{\mu\nu\rho\sigma} (\partial_\rho \phi \partial_\mu A_\nu + \phi \partial_\rho \partial_\mu A_\nu)
\end{aligned}$$

最後の項は $\tilde{\epsilon}^{\mu\nu\rho\sigma}$ の反対称性から 0 で

$$\eta^{\mu\rho} \eta^{\nu\sigma} (\partial_\rho \partial_\nu A_\mu - \partial_\rho \partial_\mu A_\nu) - \frac{\alpha}{f} \tilde{\epsilon}^{\mu\nu\rho\sigma} \partial_\rho \phi \partial_\mu A_\nu = 0$$

$\sigma = 0$ の方程式は

$$\begin{aligned}
&\eta^{\mu\rho} (-1) (\partial_\rho \partial_0 A_\mu - \partial_\rho \partial_\mu A_0) - \frac{\alpha}{f} \tilde{\epsilon}^{ijk0} \partial_k \phi \partial_i A_j = 0 \\
&\eta^{\mu\rho} (\partial_\rho \partial_0 A_\mu - \partial_\rho \partial_\mu A_0) + \frac{\alpha}{f} \tilde{\epsilon}^{ijk0} \partial_k \phi \partial_i A_j = 0 \\
&\partial_i \partial_0 A_i - \partial_i \partial_i A_0 - \frac{\alpha}{f} \tilde{\epsilon}^{0kij} \partial_k \phi \partial_i A_j = 0 \\
&\partial_\tau (\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 A_0 - \frac{\alpha}{f} (\nabla \phi) \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) = 0 \\
&\nabla^2 A_0 - \partial_\tau (\nabla \cdot \mathbf{A}) + \frac{\alpha}{f} (\nabla \phi) \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) = 0
\end{aligned}$$

$\sigma = i$ の方程式は

$$\begin{aligned}
0 &= \eta^{\mu\rho}(\partial_\rho\partial_i A_\mu - \partial_\rho\partial_\mu A_i) - \frac{\alpha}{f}\tilde{\epsilon}^{\mu\nu\rho i}\partial_\rho\phi\partial_\mu A_\nu \\
&= -(\partial_0\partial_i A_0 - \partial_0\partial_0 A_i) + (\partial_j\partial_i A_j - \partial_j\partial_j A_i) \\
&\quad - \frac{\alpha}{f}(\tilde{\epsilon}^{0jki}\partial_k\phi\partial_0 A_j + \tilde{\epsilon}^{j0ki}\partial_k\phi\partial_j A_0 + \tilde{\epsilon}^{jk0i}\partial_0\phi\partial_j A_k) \\
&= \partial_\tau^2 A_i - \nabla^2 A_i + \partial_i(\nabla \cdot \mathbf{A} - \partial_\tau A_0) \\
&\quad - \frac{\alpha}{f}\tilde{\epsilon}^{0ijk}(\partial_k\phi\partial_0 A_j - \partial_k\phi\partial_j A_0 + \partial_0\phi\partial_j A_k) \\
&= \partial_\tau^2 A_i - \nabla^2 A_i + \partial_i(\nabla \cdot \mathbf{A} - \partial_\tau A_0) \\
&\quad - \frac{\alpha}{f}\partial_\tau\phi(\nabla \times \mathbf{A})_i + \frac{\alpha}{f}[(\nabla\phi) \times (\partial_\tau \mathbf{A} - \nabla A_0)]_i
\end{aligned}$$

ここで3項目は Lorentz ゲージと Coulomb ゲージの両方で0になるので、今は省略して

$$\partial_\tau^2 \mathbf{A} - \nabla^2 \mathbf{A} - \frac{\alpha}{f}\partial_\tau\phi(\nabla \times \mathbf{A}) + \frac{\alpha}{f}(\nabla\phi) \times (\partial_\tau \mathbf{A} - \nabla A_0) = 0$$

・ (9.32)

Lorentz ゲージ条件より

$$\partial^\mu A_\mu = g^{\mu\nu}\partial_\nu A_\mu = a^{-2}(-\partial_\tau A_0 + \nabla \cdot \mathbf{A}) = 0$$

を用いると $\sigma = 0$ の方程式は A_0 の2階微分方程式でかけて

$$\partial_\tau^2 A_0 - \nabla^2 A_0 - \frac{\alpha}{f}(\nabla\phi) \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) = 0$$

リスケーリング (1.8)(1.9) を考慮して

$$\begin{aligned}
m^2 a^{2s} \left[A_0'' + s \frac{a'}{a} A_0' \right] - m^2 \nabla_{\text{pr}}^2 A_0 - \frac{\alpha}{f}(m \nabla_{\text{pr}} \phi) \cdot (m \nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A}) &= 0 \\
A_0'' + s \frac{a'}{a} A_0' - \frac{\nabla_{\text{pr}}^2 A_0}{a^{2s}} - \frac{\alpha}{f} \frac{1}{a^{2s}} (\nabla_{\text{pr}} \phi) \cdot (\nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A}) &= 0
\end{aligned}$$

$\sigma = i$ の方程式は変更されず、リスケーリングを考慮して

$$\begin{aligned}
m^2 a^{2s} \left[\mathbf{A}'' + s \frac{a'}{a} \mathbf{A}' \right] - m^2 \nabla_{\text{pr}}^2 \mathbf{A} - \frac{\alpha}{f} m a^s \phi' (m \nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A}) \\
+ \frac{\alpha}{f} (m \nabla_{\text{pr}} \phi) \times (m a^s \mathbf{A}' - m \nabla_{\text{pr}} A_0) &= 0 \\
\mathbf{A}'' + s \frac{a'}{a} \mathbf{A}' - \frac{\nabla_{\text{pr}}^2 \mathbf{A}}{a^{2s}} - \frac{\alpha}{f} \frac{\phi'}{a^s} (\nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A}) + \frac{\alpha}{f} \frac{1}{a^{2s}} (\nabla_{\text{pr}} \phi) \times (a^s \mathbf{A}' - \nabla_{\text{pr}} A_0) &= 0
\end{aligned}$$

・ (9.33)(9.44)

Coulomb ゲージ条件より

$$A_0 = \partial_\tau A_0 = 0 \quad , \quad \nabla \cdot \mathbf{A} = 0$$

を用いると $\sigma = 0$ の方程式は

$$(\nabla \phi) \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) = 0$$

リスケーリングを考慮して

$$(\nabla_{\text{pr}} \phi) \cdot (\nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A}) = 0$$

これは発展に伴って破れないかを調べておく必要がある量である。ゲージ条件と同様にすれば

$$F \equiv \frac{(\nabla_{\text{pr}} \phi) \cdot (\nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A})}{\sqrt{\sum_i |\partial_{\text{pr},i} \phi (\nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A})_i|^2}}$$

の値を調べるべきである。一方、 $\sigma = i$ の方程式は

$$\partial_\tau^2 \mathbf{A} - \nabla^2 \mathbf{A} - \frac{\alpha}{f} \partial_\tau \phi (\nabla \times \mathbf{A}) + \frac{\alpha}{f} (\nabla \phi) \times (\partial_\tau \mathbf{A}) = 0$$

リスケーリングを考慮すると

$$\begin{aligned} & m^2 a^{2s} \left[\mathbf{A}'' + s \frac{a'}{a} \mathbf{A}' \right] - m^2 \nabla_{\text{pr}}^2 \mathbf{A} \\ & - \frac{\alpha}{f} m a^s \phi' (m \nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A}) + \frac{\alpha}{f} (m \nabla_{\text{pr}} \phi) \times (m a^s \mathbf{A}') = 0 \\ & \mathbf{A}'' + s \frac{a'}{a} \mathbf{A}' - \frac{\nabla_{\text{pr}}^2 \mathbf{A}}{a^{2s}} - \frac{\alpha \phi'}{f a^s} (\nabla_{\text{pr}} \times \mathbf{A}) + \frac{\alpha}{f} \frac{1}{a^s} (\nabla_{\text{pr}} \phi) \times \mathbf{A}' = 0 \end{aligned}$$

• (9.38)

ゲージ場の作用

$$S_A = \int d^4x \sqrt{-g} \left(-\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \right)$$

を計量に対して変分して

$$\begin{aligned} \delta S_A &= \int d^4x \left[(\delta\sqrt{-g}) \left(-\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \right) + \sqrt{-g} \left(-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\alpha\beta} \right) \delta(g^{\mu\alpha} g^{\nu\beta}) \right] \\ &= \int d^4x \sqrt{-g} \left[-\frac{1}{2} g_{\mu\nu} \left(-\frac{1}{4} F^{\alpha\beta} F_{\alpha\beta} \right) \delta g^{\mu\nu} \right. \\ &\quad \left. + \left(-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\alpha\beta} \right) (g^{\mu\alpha} \delta g^{\nu\beta} + g^{\nu\beta} \delta g^{\mu\alpha}) \right] \\ &= \int d^4x \sqrt{-g} \left[-\frac{1}{2} g_{\mu\nu} \left(-\frac{1}{4} F^{\alpha\beta} F_{\alpha\beta} \right) \delta g^{\mu\nu} + 2 \left(-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\alpha\beta} \right) g^{\nu\beta} \delta g^{\mu\alpha} \right] \\ &= \int d^4x \sqrt{-g} \left[-\frac{1}{2} g_{\mu\nu} \left(-\frac{1}{4} F^{\alpha\beta} F_{\alpha\beta} \right) - \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} F_{\mu\alpha} F_{\nu\beta} \right] \delta g^{\mu\nu} \end{aligned}$$

より、ゲージ場のエネルギー運動量テンソルは

$$T_{A,\mu\nu} = g^{\alpha\beta} F_{\mu\alpha} F_{\nu\beta} - \frac{1}{4} g_{\mu\nu} F^{\alpha\beta} F_{\alpha\beta}$$

ここからゲージ場のエネルギー密度は

$$\begin{aligned} \rho_A &= -T^0_0 = -g^{0\mu} g^{\alpha\beta} F_{\mu\alpha} F_{0\beta} + g^{0\mu} \frac{1}{4} g_{\mu 0} F^{\alpha\beta} F_{\alpha\beta} \\ &= a^{-2} g^{\alpha\beta} F_{0\alpha} F_{0\beta} + \frac{1}{4} F^{\alpha\beta} F_{\alpha\beta} \\ &= a^{-4} (F_{0i})^2 + \frac{1}{4} g^{\alpha\mu} g^{\beta\nu} F_{\alpha\beta} F_{\mu\nu} \\ &= a^{-4} (F_{0i})^2 - \frac{1}{4} a^{-2} g^{\beta\nu} F_{0\beta} F_{0\nu} + \frac{1}{4} a^{-2} g^{\beta\nu} F_{i\beta} F_{i\nu} \\ &= a^{-4} (F_{0i})^2 - \frac{1}{4} a^{-4} (F_{0i})^2 - \frac{1}{4} a^{-4} (F_{0i})^2 + \frac{1}{4} a^{-4} (F_{ij})^2 \\ &= \frac{1}{2} a^{-4} (F_{0i})^2 + \frac{1}{4} a^{-4} (F_{ij})^2 \\ &= \frac{1}{2a^4} \sum_i (\partial_\tau A_i - \partial_i A_0)^2 + \frac{1}{4a^4} \sum_{i,j} (\partial_i A_j - \partial_j A_i)^2 \\ &= \frac{1}{2a^4} \left[\sum_i (\partial_\tau A_i - \partial_i A_0)^2 + \sum_{i,j} (\partial_i A_j \partial_i A_j - \partial_i A_j \partial_j A_i) \right] \end{aligned}$$

リスケーリング (1.8)(1.9)(1.10) を考慮すれば

$$\begin{aligned}
 \rho_{A,\text{pr}} &= \frac{\rho_A}{m^2 a^{2s}} \\
 &= \frac{1}{m^2 a^{2s}} \frac{1}{2a^4} \left[\sum_i (ma^s A'_i - m\partial_{\text{pr},i} A_0)^2 \right. \\
 &\quad \left. + \sum_{i,j} (m\partial_{\text{pr},i} A_j m\partial_{\text{pr},i} A_j - m\partial_{\text{pr},i} A_j m\partial_{\text{pr},j} A_i) \right] \\
 &= \frac{1}{2a^{2s+4}} \left[\sum_i (a^s A'_i - \partial_{\text{pr},i} A_0)^2 + \sum_{i,j} (\partial_{\text{pr},i} A_j \partial_{\text{pr},i} A_j - \partial_{\text{pr},i} A_j \partial_{\text{pr},j} A_i) \right]
 \end{aligned}$$

•

1 階微分は

$$\begin{aligned}
\frac{dV_{\text{pr}}}{d\phi} &= \frac{1}{a^{2s}} \frac{d}{d\phi} \left[\frac{\phi^2}{2} + \beta f \phi \sin \left(\frac{\phi}{f} \right) \right] \\
&= \frac{1}{a^{2s}} \left[\phi + \beta f \sin \left(\frac{\phi}{f} \right) + \beta f \phi \frac{1}{f} \cos \left(\frac{\phi}{f} \right) \right] \\
&= \frac{\phi}{a^{2s}} + \frac{\beta f}{a^{2s}} \left[\sin \left(\frac{\phi}{f} \right) + \frac{\phi}{f} \cos \left(\frac{\phi}{f} \right) \right]
\end{aligned}$$

2 階微分は

$$\frac{d^2 V_{\text{pr}}}{d\phi^2} = \frac{1}{a^{2s}} \frac{d}{d\phi} \left[\phi + \beta f \sin \left(\frac{\phi}{f} \right) + \beta f \frac{\phi}{f} \cos \left(\frac{\phi}{f} \right) \right]$$

先にスケール因子の初期条件 (3.1) を使って

$$\begin{aligned}
\frac{d^2 V_{\text{pr}}}{d\phi^2} &= \frac{d}{d\phi} \left[\phi + \beta f \sin \left(\frac{\phi}{f} \right) + \beta f \frac{\phi}{f} \cos \left(\frac{\phi}{f} \right) \right] \\
&= 1 + \beta \cos \left(\frac{\phi}{f} \right) + \beta \cos \left(\frac{\phi}{f} \right) - \beta \frac{\phi}{f} \sin \left(\frac{\phi}{f} \right) \\
&= 1 + \beta \left[2 \cos \left(\frac{\phi}{f} \right) - \frac{\phi}{f} \sin \left(\frac{\phi}{f} \right) \right]
\end{aligned}$$

参考文献

- [1] G. Felder, I. Tkachev, *LATTICEEASY: A Program for Lattice Simulations of Scalar Fields in an Expanding Universe*, [hep-ph/0011159]
- [2] A. Caravano, *Simulating the Inflationary Universe: from single-field to the axion- $U(1)$ model*, [2209.13616]
- [3] A. Caravano et al., *Lattice Simulations of Inflation*, [2102.06378]
- [4] A. Caravano et al., *Lattice simulations of Abelian gauge fields coupled to axions during Inflation*, [2110.10695]
- [5] A. Caravano et al., *Lattice Simulations of Axion- $U(1)$ Inflation*, [2204.12874]
- [6] D. G. Figueroa, *The art of simulating the early Universe – Part I*, [2006.15122]
- [7] R. Sharma et al., *Lattice simulations of axion- $U(1)$ inflation: gravitational waves, magnetic fields, and black holes*, [2411.04854]
- [8] <https://www.cms-initiative.jp/ja/events/20130425-katagiri.pdf>
- [9] <http://www.sanko-shoko.net/note.php?id=9twp>