
بسم الله الرحمن الرحیم
بهار

دانشگاه الزهراء

دانشکده علوم‌پایه

پایان‌نامه
برای دریافت درجه دکتری در رشته

فیزیک

گرایش نظری

عنوان

مطالعه ی کیهان شناخت تورمی در مدل های چند میدانی

استاد راهنما

محمد مهدی شیخ جباری و احمد شریعتی

استاد مشاور

حسن فیروزجاهی

دانشجو

آزاده ملک نژاد

بهار ۹۱

این چرخ فلک که ما در او حیرانیم فانوس خیال از او مثالی دانیم
خورشید چراغ دان و عالم فانوس ما چون صوریم کاندر او گردانیم

(خیام)

قدردانی و تشکر

پیش از هرچیز لازم می‌دانم از راهنمایی‌های ارزشمند استاد بزرگوارم جناب آقاي دکتر شیخ جباري تشکر و قدردانی نمایم. بدون حمایت‌ها، تشویق‌ها و راهنمایی‌های ایشان این کار مقدور نبود.

همچنین از اساتید بزرگوارم جناب آقاي دکتر شريعتي و جناب آقای دکتر فیروزجاهی برای کمک‌ها و حمایت‌های بی‌دریغشان کمال تشکر را دارم.

در پایان صمیمانه از خانواده‌ی عزیزم که با عشقی وصف‌ناپذیر همواره پشتیبان من و نخستین معلمین من بودند، سپاس‌گزارم.

چکیده

پارادایم تورم که نخست به عنوان ایده‌ای برای حل مشکلات مدل استاندارد کیهان‌شناسی معرفی شد، امروزه چارچوب نظری اصلی برای توصیف کیهان اولیه محسوب شده و به خوبی با شواهد مشاهداتی هم‌خوانی دارد. با وجود اینکه بالغ بر سی سال از مطرح شدن ایده‌ی تورم می گذرد، اما تقریبا همه‌ی مدل‌های تورمی یا ایده‌های مدل‌سازی تورمی که تاکنون معرفی شده‌اند از یک یا چند میدان اسکالر با پتانسیل مناسب جهت ایجاد انبساط تورمی کیهان اولیه تشکیل شده‌اند.

از طرف دیگر، صرف نظر از جزئیات، نظریه‌های پیمانه‌ای چارچوب مورد قبول برای ساخت مدل‌های ذرات و بویژه مدل‌های فرااستاندارد مدل ذرات و GUT ها به‌شمار می‌روند. باتوجه به حضور گسترده‌ی میدان‌های پیمانه‌ای غیرآبلی در مدل‌های فیزیک انرژی‌های بالا، سوالی که به صورت طبیعی به ذهن می‌آید امکان استفاده از میدان های پیمانه‌ای به عنوان میدان اینفلاتون است.

در این پایان‌نامه، به معرفی نوع جدیدی از مدل‌های تورمی خواهیم‌پرداخت که در آن تورم غلتش-آرام توسط میدان پیمانه‌ای غیرآبلی ایجاد می شود. اساس این مدل‌های تورمی که تورم پیمانه‌ای (gauge-flation) نام دارند، نظریه میدان پیمانه‌ای با یک جبر غیرآبلی است که به صورت کمین با گرانش جفت شده باشد. خواهیم دید که چگونه می‌توان مشکلاتی نظیر ناهمسانگردی فضاییِ حاصل از روشن کردن یک میدان برداری در زمینه را با درنظر گرفتن نظریه میدان‌های غیرآبلی مرتفع نمود. سپس با انتخاب یک کنش پیمانه‌ای مناسب، روی مدل تورم پیمانه‌ای خاصی تمرکز خواهیم کرد که امکان به وجودآورن تورم غلتش-آرام موفق را داراست. خواهیم‌دید که این مدل می‌تواند تورم غلتش آرام با تعداد e-تای دل‌خواه ایجاد کند. این مدل دارای دو پارامتر است که مقادیر آنها توسط CMB و سایر داده‌های کیهانی تعیین می گردد و مطالعه‌ی اختلال‌های کیهانی مدل نشان می‌دهد که مقادیر این پارامترها در حوزه‌ی طبیعی پارامترهای مربوط به تئوری‌های GUT فیزیک ذرات قرار دارد.

علاوه بر این، با درنظرگفتن متریک همگن و ناهمسانگرد بیانکی با ناهمسانگردی اولیه‌ی دل‌خواه، پایداری تورم همسانگرد FRW را مطالعه کرده، نشان خواهیم‌داد که مسیر همسانگرد زمینه جواب جاذب دینامیکی سیستم بوده و ناهمسانگردی‌ها طی یکی دو e-تا افت می‌کنند.

کلمات کلیدی: مدل تورم پیمانه‌ای، *gauge-flation*، میدان پیمانه‌ای غیرآبلی، اختلال‌های کیهانی، فضاهای بیانکی، ناهمسانگردی آماری، پایداری مسیر کلاسیک.

فهرست مطالب

۱.۰ پیش‌گفتار

پارادایم تورم که امروزه چارچوب نظری اصلی برای توصیف کیهان اولیه محسوب می‌شود، درابتدا برای حل مشکلات مدل استاندارد کیهان‌شناسی مطرح‌شد [۱]. اکنون، باوجود این‌که بیش از سی‌سال از معرفی تورم کیهانی می‌گذرد و مشاهدات دقیق و پیش‌رفته‌ی کیهان‌شناسی رقبای اولیه‌ی این مدل را کنار زده است، تورم هم‌چنان توصیفی موفق بر مشاهدات فعلی است. ایده‌ی تورم زمانی مطرح شد که هنوز افت و خیزهای تابش زمینه‌ی کیهانی، به عنوان تصویر قابل توجه و دقیقی از اختلال‌های کیهانی عالم نخستین، مشاهده و اندازه‌گیری نشده بودند. با این وجود، تورم علاوه بر حل مشکلات مدل استاندارد کیهان‌شناسی نظیر افق و تختی، توانست وجود این افت و خیزها را پیش‌بینی کرده و رفتار اختلال‌های کیهان نخستین را به درستی به‌دست دهد. در سال‌های اخیر و در پی پیشرفت‌های چشم‌گیر در مشاهدات و اندازه گیری‌های دقیق توسط WMAP و به دنبال آن کاوشگر پلانک [۱]، کیهان‌شناسی تورمی از یک حوزه‌ی نظری صرف در حال تبدیل به زمینه‌ای با پیش‌بینی‌های دقیق و سنجش‌پذیر است.

تقریبا همه‌ی مدل‌های تورمی یا ایده‌های مدل‌سازی تورمی که تاکنون معرفی شده‌اند از یک یا چند میدان اسکالر با پتانسیل مناسب جهت ایجاد انبساط تورمی کیهان نخستین تشکیل شده‌اند. اولین دلیل انتخاب میدان‌های اسکالر، همگنی و همسانگردی کیهانی است که به‌راحتی با درنظرگرفتن میدان‌های اسکالری با تابعیت زمانی ممکن می‌شود. اما اسپینورها و یا میدان‌های پیمانه‌ای در حالت کلی به این تقارن‌ها احترام نمی‌گذارند. علاوه بر این، از منظر مدل‌سازی نیز روشن‌کردن پتانسیل برای میدان‌های اسکالر آسان‌تر از سایر میدان‌ها است که برهمکنش‌هایشان عموما با تقارن‌های پیمانه‌ای و یا شرایط بهنجارش مشخص و محدود می‌شود. از سوی دیگر، نظریه‌های پیمانه‌ای چارچوب مورد قبول ساخت مدل‌های ذرات و به ویژه مدل‌های فرااستاندارد مدل ذرات و GUT ها هستند . حال با توجه به حضور گسترده‌ی میدان‌های پیمانه‌ای غیرآبلی در مدل‌های فیزیک انرژی‌های بالا، طبیعتا این سوال به ذهن می آید که: آیا میدان‌های پیمانه‌ای می‌توانند نقش میدان اینفلاتون[۲] را در مدل‌های تورمی ایفا کنند؟

به سبب دشواری‌هایی که در پیاده‌کردن این ایده وجود دارد، نه‌تنها محقق‌کردن مدل موفق تورمی میدان پیمانه‌ی به سادگی مدل‌های تورمی اسکالر نخواهد بود، بلکه حتی امکان پذیر بودن یا نبودن آن خود یک سوال نابدیهی به‌نظر می‌رسد. در این پایان‌نامه، به‌معرفی کلاس جدیدی از مدل‌های تورمی به نام تورم پیمانه‌ای (gauge-

[۱] Planck

[۲] Inflaton field

flation) خواهیم پرداخت. در این مدل‌های تورمی، تورم غلتش-آرام به وسیله‌ی یک میدان پیمانه‌ای غیرآبلی که به صورت کمین با گرانش جفت شده‌است، ایجاد می‌شود. خواهیم‌دید که مشکلاتی نظیر ناهمسانگردی فضایی حاصل از روشن‌کردن یک میدان برداری در زمینه چگونه در این مدل مرتفع خواهندشد. هم‌چنین، پس از معرفی کنش پیمانه‌ای مناسب که رفتاری شبیه جمله‌ی ثابت کیهان‌شناختی دارد، خواهیم دید که این مدل می‌تواند تورم غلتش آرام استاندارد با تعداد e-تای دلخواه ایجادکند. خواهیم‌دید که به‌سبب طبیعت پیمانه‌ای و غیرآبلی بودن میدان اینفلاتون در مدل تورم پیمانه‌ای، اختلال‌های کیهانی در این مدل بسیار متفاوت از مدل های با میدان‌های اسکالر می‌باشند. بنابراین، فرمالیزم‌های معمول و استاندارد اختلال کیهانی که بر اساس مدل‌های اسکالر بناشده اند، قابل کاربرد نیستند. پس از معرفی فرمالیزم اختلالی مناسب جهت مطالعه‌ی اختلال‌های کیهانی با میدان پیمانه‌ای غیرآبلی که نخست در [۶] مطرح شد، به مطالعه‌ی اختلال‌های حاصل از مدل تورم پیمانه‌ای خواهیم پرداخت.

ترتیب ارائه‌ی مطالب در این پایان‌نامه به این صورت می‌باشد. در فصل اول، ابتدا به معرفی کیهان‌شناسی استاندارد و مشکلات سه‌گانه‌ی آن در توضیح برخی مسائل کیهانی پرداخته و سپس مختصری از ایده‌ی کلی تورم خواهیم گفت. در نهایت، بحث فصل اول را با مرور اجمالی نظریه‌ی اختلال‌های کیهانی خاتمه می‌دهیم. فصل دوم را به معرفی مدل تورم پیمانه‌ای اختصاص داده ایم. در آغاز این فصل، نشان می‌دهیم که چگونه در یک نظریه‌ی پیمانه‌ایِ لرنتس‌ناوردای دلخواه با یک جبر کلی غیرآبلی می‌توان همگنی و همسانگردی فضایی داشت. آنگاه، در ادامه‌ی فصل پس از معرفی یک کنش پیمانه‌ای مناسب جهت ایجاد تورم غلتش-آرام، به بررسی مسیر کلاسیک این مدل خاص به دو روش تحلیلی و محاسبات عددی خواهیم پرداخت. در تمام فصل دو، با درنظر گرفتن متریک FRW (روش استاندارد در مطالعه‌ی مدل های تورمی)، شرط همگنی و همسانگردی به صورت یک فرض اولیه درنظر گرفته می‌شود. ازطرف دیگر، به‌سبب طبیعت برداری میدان اینفلاتون در این مدل، پایداری این جواب خاص نسبت به ناهمسانگردی‌های آماریِ اولیه مورد سوال قرار می‌گیرد و باید بررسی شود. در فصل سوم با درنظرگرفتن متریک (همگن ولی ناهمسانگرد) بیانکی نوع I، پایداری تورم همسانگرد FRW را مطالعه‌کرده، به سوال فوق پاسخ می‌دهیم. در فصل چهارم ، پس از تعمیم فرمالیزم نظریه‌ی اختلال‌های کیهانی به تئوری پیمانه‌ای غیرآبلی، به مطالعه‌ی رفتار اختلالات طی دوران تورم خواهیم‌پرداخت. آنگاه، با استفاده از نتایج فصل چهار، در فصل پنجم پیش‌بینی‌های مدل خود را با داده‌های کیهانی مقایسه خواهیم کرد. سرانجام در فصل ششم، به جمع‌بندی و ارائه‌ی دورنمای مدل تورم پیمانه‌ای خواهیم پرداخت. پیوست‌های اول تا سوم به ترتیب به روش دینامیک سیالات در اختلال کیهانی ، کنش مرتبه‌ی دوم و بحث روی ساختار قیدی مدل‌های

تورمی چند میدانی اسکالر اختصاص یافته است.

عناوین مقالاتی که این پایان‌نامه براساس آن تنظیم شده است:

(1) A. Maleknejad, M. M. Sheikh-Jabbari

"Non-Abelian Gauge Field Inflation"

Phys.Rev. D84 (2011) 043515 [arXiv:1102.1932 [hep-ph]].

(2) A. Maleknejad, M. M. Sheikh-Jabbari

"Gauge-flation: Inflation From Non-Abelian Gauge Fields"

arXiv:1102.1513 [hep-ph].

(3) A. Maleknejad, M. M. Sheikh-Jabbari, J. Soda

"Gauge-flation and Cosmic No-Hair Conjecture"

JCAP 1201 (2012) 016 [arXiv:1109.5573 [hep-th]].

(4)† A. Maleknejad, M. M. Sheikh-Jabbari

"Revisiting Cosmic No-Hair Theorem for Inflationary Settings"

Phys. Rev. D 85, 123508 (2012) [arXiv:1203.0219 [hep-th]].

(5)‡ A. Maleknejad, M. M. Sheikh-Jabbari and J. Soda

"Gauge Fields and Inflation,"

review article to appear in *Physics Reports*,

arXiv:1212.2921 [hep-th].

† مقاله‌ی ۴ در پایان‌نامه بحث شده‌است، ولی موضوعی‌است خارج از بحث اصلی این پژوهش که "مدل تورم پیمانه ای" است.

‡ نتایج بدیع مربوط به کلاس جدید مدل‌های تورمی پیمانه‌ای که در این پایان‌نامه معرفی شده‌اند، در فصلی از این مقاله‌ی مروری مورد بررسی و تحلیل قرار گرفته‌است. این مقاله‌ی مروری برای نخستین بار به مرور و جمع‌بندی نقش میدان‌های پیمانه‌ای در تورم کیهانی پرداخته، مشخصات و پیش‌بینی‌های خاص و منحصر به فرد کلاس‌های متفاوتی از مدل‌های تورمی شامل میدان‌های پیمانه‌ای را مطالعه و بررسی می‌نماید.

فصل ۱

ایده‌ی تورم کیهانی

نخستین بار اینشتین[۱] با پیشنهاد نسبیت عام در سال ۱۹۱ ، توصیف تحول کیهان و ساختار فضا-زمان به وسیله‌ی قوانین فیزیک را ممکن کرد. سپس در سال ۱۹۲۲ فریدمان[۲] با مطالعه‌ی معادله‌ی اینشتین برای فضا-زمانهایی با همگنی و همسانگردی فضایی، پی به وجود جوابهای منبسط (منقبض) شونده در این نظریه برد. این جوابها که با شهود (نادرست) آن زمان مبنی بر ایستایی جهان جور در نمی آمد، در آغاز مورد توجه قرار نگرفتند. تا اینکه در سال ۱۹۲۹ هابل[۳] با مشاهده‌ی سرخ‌گرایی کهکشان‌ها به این کشف بزرگ دست یافت که: جهان ما در حال انبساط است!

در سال ۱۹۴۶ گاموف[۴] و همکارانش با استفاده از نظریه‌ی هسته‌زایی کیهانی نشان دادند که کیهان میبایستی از یک حالت بسیار چگال و داغ شروع شده باشد [۴]. آنها پیش بینی کردند که جهان فعلی ما از یک تابش جسم سیاه پر شده است. آنگاه در سال ۱۹۶۵ پنزیاس[۵] و ویلسون[۶]، به صورت کاملا تصادفی به کشف تابش زمینه‌ی کیهانی دست یافتند، که به خوبی با پیش بینیهای گاموف و همکارانش همخوانی داشت. این شواهد قوی مشاهداتی به مردم قبولاند که کیهان ما از یک حالت چگال و داغ، که مدل استاندارد مهبانگ نام دارد، آغاز شده است.

---

[۱] Einstein

[۲] Friedmann

[۳] Hubble

[۴] Gamov

[۵] Penzias

[۶] Wilson

در کیهان‌شناسی استاندارد، حالت کیهان با فازهای ماده-غالب و تابش-غالب مشخص می‌شود. این دو حالت متناظر با عوالمی هستند که انبساط با شتاب منفی دارند. این مسئله مدل استاندارد را در پاسخگویی به برخی مسائل کیهان‌شناختی نظیر مسئله‌ی افق و مسئله‌ی تختی ناکافی می‌سازد. برای حل کردن این مسائل که در ادامه بیشتر در مورد آنها توضیح خواهیم‌داد، لازم است دوره‌ای را در نظر بگیریم که در آن کیهان انبساطی با شتاب مثبت داشته است، که اصطلاحا آن را دوره‌ی تورم[۷] کیهانی می‌نامیم. درادامه به بیان مشکلات کیهانشناسی استاندارد پرداخته و پس از معرفی تورم، خواهیم دید که این ایده چگونه به این مسائل کیهان شناختی پاسخ می دهد. شایان ذکر است که در سراسر این پایان‌نامه از واحدهای طبیعی استفاده می‌کنیم که در آن سرعت نور $c = 1$ بوده و هم‌چنین جرم پلانک کاهیده $M_{pl}^2 = 8\pi G = 1$ می‌باشد.

۱.۱ مدل استاندارد کیهان‌شناسی

چنان‌که اشاره شد، کیهان‌شناسی استاندارد بر اساس نظریه نسبیت عام اینشتین استوار است. براساس این نظریه، کیهان ما با هندسه‌ی چهاربعدی $g_{\mu\nu}$ که در معادله‌ی اینشتین صدق می کند

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}, \qquad (۱.۱)$$

توصیف می گردد. در این‌جا $R_{\mu\nu}$ تانسور ریچی، $R \equiv R_{\mu\nu}g^{\mu\nu}$ اسکالر خمش و $T_{\mu\nu}$ تانسور انرژی-تکانه است که بخش ماده را توصیف می‌کند. کیهان‌شناسی استاندارد مبتنی بر اصل کیهان‌شناختی[۸] [۲] است که بیان می‌دارد: جهان به‌طور متوسط در ابعاد بزرگ از مرتبه چند صد مگاپارسک [۹] همگن و همسانگرد است. بنابراین، متریک کیهان به شکل فریدمان - رابرتسون - واکر [۱۰] می‌باشد

$$\mathrm{d}s^2 = g_{\mu\nu}\mathrm{d}x^\mu\mathrm{d}x^\nu = -\mathrm{d}t^2 + a^2(t)\left[\frac{\mathrm{d}r^2}{1-kr^2} + r^2(\mathrm{d}\theta^2 + \sin^2\theta\mathrm{d}\varphi^2)\right]. \qquad (۱.۲)$$

دراینجا $a(t)$ ضریب مقیاس و k خمش فضایی می باشد، که به ازای مقادیر$-1, 0, +1$ به ترتیب معادل جهان های بسته، تخت و باز است. علاوه بر این، تحول کیهان به معادله حالت ماده تشکیل دهنده جهان بستگی دارد. از حل معادله اینشتین دو معادله زیر برای محاسبه تحول کیهان به‌دست می آید

$$H^2 = \frac{1}{3}\rho - \frac{k}{a^2}, \qquad (۱.۳)$$

[۷] inflation

[۸] cosmological principle

[۹] Megaparsec (Mpc)

[۱۰] Friedmann-Robertson-Walker (FRW)

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{1}{6}(\rho + 3p), \tag{۱.۴}$$

که در آن نقطه به‌معنی مشتق نسبت به زمان است، نیز $H \equiv \dot{a}/a$ نرخ انبساط هابل می‌باشد. ازترکیب معادلات بالا به معادله پایستگی انرژی یا به عبارتی معادله پیوستگی می‌رسیم

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0. \tag{۱.۵}$$

نیز معادله فریدمان را می‌توان به صورت زیر بازنویسی کرد

$$\Omega - 1 = -\frac{k}{a^2 H^2}, \tag{۱.۶}$$

که درآن

$$\Omega \equiv \frac{\rho}{\rho_c}, \qquad \rho_c \equiv 3H^2. \tag{۱.۷}$$

دراین‌جا ρ_c چگالی بحرانی خوانده می‌شود. چنان‌که از معادله‌ی (۱.۶) دیده می‌شود، اگر چگالی برابر چگالی بحرانی باشد، آن‌گاه، خمش فضایی صفر خواهد بود.

۱.۱.۱ مشکلات مدل استاندارد کیهان‌شناسی

مسئله‌ی افق

طول موج همراه λ و طول موج فیزیکی $a\lambda$ متناظر با آن را درنظر بگیرید که در داخل افق هابل H^{-1} قرار دارد ($a\lambda \lesssim H^{-1}$). مدل مهبانگ استاندارد با تحول کیهانی به صورت $a \propto t^p$ و$0 < p < 1$ مشخص می‌شود. در این حالت طول موج فیزیکی به صورت $a\lambda \propto t^p$ رشد می کند در حالی که شعاع هابل بصورت $H^{-1} \propto t$ تحول می‌یابد. به این ترتیب، با گذر زمان طول موج فیزیکی بسیار کوچک‌تر از شعاع هابل خواهدشد. به بیان دیگر، ناحیه‌ای که درآنجا علیت برقرار است سرانجام ناحیه‌ای کوچک از شعاع هابل خواهدشد.

به بیان دقیق‌تر، افق ذره در کیهان‌شناسی استاندارد با محتوای ماده‌ای با معادله حالت $p = \omega\rho$ به صورت زیر با زمان تحول می‌یابد

$$\tau = \int \frac{dt}{a(t)} \propto a^{\frac{1}{2}(1+3\omega)}, \tag{۱.۸}$$

دراینجا چون در چارچوب مدل استاندارد کیهان‌شناسی هستیم، داریم $\omega \neq -1$. رابطه‌ی بالا برای مواد عادی با $\omega > 0$ همواره افزاینده است. بدین‌ترتیب، ابعادی که امروز در داخل افق ذره قرار دارند در زمان جدایی تابش زمینه‌ی کیهانی بیرون افق ذره قرار داشته‌اند. می‌دانیم که سطح آخرین پراکندگی در سرخ‌گرایی

$$1 + z = \frac{a_0}{a_{dec}} \simeq 1000, \tag{۱.۹}$$

قراردارد که در آن a_0و a_{dec} ضرایب مقیاس امروزی و زمان واجفتیدگی می‌باشد. از آنجا که کیهان از لحاظ زمانی عمدتا به‌صورت ماده غالب بوده است، مدل استاندارد پیش‌بینی می‌کند که سطح آخرین پراکندگی باید از تقریبا 10^4 منطقه غیرمرتبط علّی تشکیل شده‌باشد. درواقع، در مدل استاندارد کیهان‌شناسی، نقاطی با جدایی زاویه‌ای حداکثر از مرتبه 1° (برروی تابش‌زمینه)، در زمان واجفتیدگی می‌توانسته‌اند در رابطه علّی با هم باشند. از طرف دیگر، مشاهدات تابش زمینه‌ی کیهانی نشان‌دهنده وجود همبستگی دما بین نقاط با فواصلی مربوط به مقیاس‌های فرا افق در زمانِ واجفتیدگی تابش زمینه‌ی کیهانی می‌باشد. در واقع با دقت بسیارخوبی، تابش زمینه کیهانی در همه جهات هم‌دما است. این درحالی است که بر اساس مدل استاندارد کیهان‌شناسی تا زمان آخرین پراکندگی هیچ رابطه‌ی علی میان این نقاط وجود نداشته است. این مشکل به مسئله‌ی افق معروف است.

مسئله‌ی تخت بودن

در مدل استاندارد کیهان‌شناسی، چنان‌که اشاره‌شد همواره $\ddot{a} < 0$ و جمله‌ی a^2H^2 در معادله‌ی (۱.۶) همواره کاهنده است. به این ترتیب، Ω همیشه با انبساط کیهان از یک دور می‌شود. با توجه به معادله‌ی (۱.۶) در صورتی که عالم دارای چگالی بحرانی باشد، آنگاه هندسه‌ی عالم تخت خواهدبود. درصورتی که $\rho > \rho_c$ فضا-زمان دارای انحنای مثبت، و درصورتی که $\rho < \rho_c$ فضا-زمان دارای انحنای منفی خواهدبود. از آنجایی که مشاهدات فعلی نشان از آن دارند که Ω با دقت چند در صد نزدیک یک است [۲۵] ، Ω می بایستی در زمان‌های اولیه با دقت بالایی نزدیک به یک بوده باشد. به عنوان مثال، می‌بایستی در زمان هسته‌زایی $|\Omega - 1| < \mathcal{O}(10^{-16})$ و در زمان پلانک $|\Omega - 1| < \mathcal{O}(10^{-64})$ بوده‌باشد. این‌طور به نظر می‌رسد که برای توصیف کیهان فعلی نیاز است تنظیم-ظریف[۱۱] ی در کیهان اولیه وجود داشته‌باشد. در غیر این صورت، کیهان به سرعت می‌رمبد و یا به‌تندی و پیش از اینکه ساختارها شکل بگیرند، منبسط می‌شود. این مشکل به مسئله‌ی تختی معروف است.

مسئله‌ی تک‌قطبی‌ها

بنابرباور غالب فیزیک پیشه‌های ذرات، شکسته شدن ابر تقارن اولیه می‌تواند موجب تولید بسیاری ذرات ناخواسته مانند تک‌قطبی‌ها، ریسمان‌های کیهانی و سایر نقص‌های توپولوژیک شود [۱۲] . اگر این ذرات پرجرم از زمانهای اولیه وجود داشته باشند، بعد از زمانی که دمای کیهان از جرم آنها کمتر شد، به صورت جزهای ماده ($\propto a^{-3}$) رقیق می‌شوند. از طرف دیگر، از آنجا که چگالی انرژی تابشی به‌صورت ($\propto a^{-4}$) افت می‌کند، این ذرات سنگین

[۱۱] fine tuning

در صورت پایداری، می‌توانند ماده غالب کیهان را تشکیل دهند. این مشکل که با مشاهدات در تناقض می‌باشد، به مسئله‌ی تک‌قطبی‌ها معروف می‌باشد.

تا به‌اینجا مرور مختصری داشتیم روی مسائلی که مدل استاندارد کیهان‌شناسی مهبانگ در پاسخ‌گویی به آنها ناتوان است. در بخش بعد به‌معرفی ایده‌ی کلی تورم پرداخته و شرح خواهیم‌داد که این ایده چگونه این مسائل را حل می‌کند.

۲.۱ معرفی تورم کیهانی

با وجود موفقیت‌های چشم‌گیر مدل کیهان‌شناسی استاندارد، چنان‌که گفته شد این مدل دارای کاستی‌هایی میباشد که حل آن‌ها به چارچوب نظری وسیع‌تری نیاز دارد. مدل‌های متعددی برای حل این مشکلات ارائه شده‌اند. از این میان، ایده‌ی کیهان تورمی که شامل یک دوره انبساط نمائی برای کیهان است، موفق‌ترین مدل موجود برای حل مسائل مدل استاندارد به شمار می‌رود و شرایط اولیه را برای سناریوی مدل استاندارد فراهم می‌آورد.

ایده‌ی اولیه‌ی تورم کیهانی توسط گوث[۱۲] در سال ۱۹۸۱ ارائه گردید[۱]. پس از معرفی ایده‌ی کلی تورم، مدل‌های تورمی متعددی پیشنهادشدند که همگی علاوه بر حل مشکلات کیهان‌شناسی استاندارد نظیر تختی و افق، توانستند منشا اختلال‌های اولیه کیهان را توضیح دهند. پیش‌بینی این مدل‌ها برای افت و خیزهای کیهان اولیه به خوبی با داده‌های مشاهداتی در تطابق بودند.

در این بخش ابتدا ایده‌ی اصلی تورم را بیان‌کرده و سپس ساده‌ترین مدل تورمی بررسی می‌گردد.

۱.۲.۱ ایده‌ی کلی تورم کیهانی

تورم کیهانی به دورانی از تحول کیهان گفته می‌شود که شتاب انبساط کیهان مثبت می‌باشد

$$\frac{d^2a}{dt^2} > 0\,, \qquad (۱.۱۰)$$

یا به بیان دیگر، گرانش همچون نیروی دافعه عمل می‌کند.

می‌توانیم ایده‌ی تورم را با شعاع هابل همراه $(aH)^{-1}$ نیز به صورت زیر بیان کنیم

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{aH}\right) = \frac{-\ddot{a}}{(aH)^2} < 0\,, \qquad (۱.۱۱)$$

[۱۲] Guth

که این رابطه تعریف بنیادی تورم به شمارمی‌رود. موفقیت تورم تنها به حل مسئله‌ی تختی و افق ختم نمی‌شود،بلکه این پارادایم مکانیزمی برای تولید افت و خیزهای نخستین ارائه می‌دهد.
رابطه‌ی (۱.۱۱) نشان می‌دهد که شعاع هابل همراه در طول تورم کاهش می‌یابد. به بیان دیگر، دو نقطه که در داخل شعاع هابل همراه قرار دارند با گذشت زمان و با کوچک شدن شعاع هابل از افق خارج می‌شوند که این همان خروج از افق است، مفهومی که از این پس بسیار استفاده می‌شود.

معادله‌ی (۱.۱۰) به شکل زیر هم قابل بازنویسی است:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \dot{H} + H^2 = H^2(1-\epsilon)\,, \qquad \epsilon \equiv -\frac{\dot{H}}{H^2}\,. \tag{۱.۱۲}$$

هنگامی‌که شرط زیر برقرار باشد

$$\dot{H} \ll H^2, \tag{۱.۱۳}$$

کیهان انبساطی نمایی دارد. به‌عبارت دیگر زمانی‌که $\dot{H} \simeq 0$ انبساط کیهان شکلی دقیقاً نمایی می‌یابد، یعنی

$$a \simeq e^{Ht}\,. \tag{۱.۱۴}$$

هم‌چنین (۱.۱۲) به‌رابطه‌ی زیرین منجر می‌شود

$$\epsilon = -\frac{\dot{H}}{H^2} = -\frac{d\ln H}{dN} < 1, \tag{۱.۱۵}$$

که در آن

$$dN = Hdt = d\ln a, \tag{۱.۱۶}$$

تعداد e-تاها ست،

$$N \equiv \ln a. \tag{۱.۱۷}$$

درواقع، میزان انبساط نمایی تورمی را اندازه می‌گیرد.
آن‌گاه، از ترکیب معادلات (۱.۴) و (۱.۱۰) در طول تورم،

$$\rho + 3p < 0, \tag{۱.۱۸}$$

مشاهده می‌شود که شرط قوی انرژی[۱۳] شکسته شده و گرانش هم‌چون نیروی دافعه عمل می‌کند.

درمقام جمع‌بندی، جهت وجود تورم چهار شرط زیر با هم معادل هستند

$$\ddot{a} > 0 \quad \Longleftrightarrow \quad \frac{d}{dt}(aH)^{-1} < 0 \quad \Longleftrightarrow \quad \rho + 3p < 0 \quad \Longleftrightarrow \quad -\frac{\dot{H}}{H^2} < 1. \tag{۱.۱۹}$$

[۱۳] strong energy condition

۲.۲.۱ تورم و حل مشکلات مدل استاندارد کیهان‌شناسی

تابدین‌جا، ایده‌ی کلی تورم را معرفی کردیم. در ادامه شرح خواهیم‌داد که چگونه تورم می‌تواند مشکلات سه‌گانه‌ی مدل استاندارد کیهان‌شناسی یعنی مشکل افق، تخت‌بودن و تک‌قطبی‌ها را مرتفع سازد.

حل مسئله‌ی افق توسط تورم

کاهش شعاع هابل همراه در دوره‌ی تورم بدین معنا است که در زمان‌های اولیه، بخش بزرگ‌تری از کیهان داخل افق بوده‌اند و با هم در ارتباط عِلی بوده‌اند. در طول تورم با کاهش افقِ همراه بخشی از آن‌ها خارج شده‌اند. اما پس از پایان تورم افق همراه دوباره بزرگ‌شده و مقیاس‌های خارج مجدداً وارد افق می‌شوند. ازآن‌جا که این نواحی در ابتدا در ارتباط علی بوده‌اند، همگنی و همسانگری مشاهده‌شده را دارا می‌باشند. برای واضح‌تر شدن بحث، افق گذشته به صورت

$$l_{LSS} = \int_{t_{LSS}}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} \sim 3(t_0^{1/3} - t_{LSS}^{1/3}) \sim 3t_0^{1/3}, \quad (۱.۲۰)$$

می‌شود که در دوران ماده غالب، $a \propto t^{\frac{2}{3}}$، است و اندیس LSS برای زمان واجفتیدگی است. چون $t_{LSS} \ll t_0$ است از آن صرف‌نظر کردیم. افق علی در طول دوران تورم

$$\int_{t_i}^{t_f} \frac{dt}{a(t)} \sim \frac{1}{a_i H}\left[1 - e^{-H(t_f - t_i)}\right] \sim \frac{1}{a_i H} \sim \frac{1}{a_i H_f}. \quad (۱.۲۱)$$

بنابراین، برای حل مسئله افق باید افق علی در پایان دوران تورم بزرگ‌تر از شعاع هابل همراه در زمان حال باشد

$$\frac{1}{a_i H_f} > t_0^{1/3} \sim \frac{1}{(a_0 H_0)^{1/3}}\,. \quad (۱.۲۲)$$

سپس می‌توان رابطه‌ی زیر را برای نسبت ضریب مقیاس در انتها و ابتدای تورم به‌دست آورد

$$\begin{aligned} \frac{a_f}{a_i} &> \frac{a_f H_f}{(a_0 H_0)^{1/3}} \sim \frac{a_f H_f}{a_0 H_0}(a_0 H_0)^{2/3} \\ \frac{a_f}{a_i} &> (\frac{a_0}{a_f})^{1/2} t_0^{3/2} \\ \frac{a_f}{a_i} &> 10^{29} \sim e^{65} \end{aligned} \quad (۱.۲۳)$$

بنابراین برای حل مسئله‌ی افق، تورم باید حداقل ۶۵ تا e-تا طول بکشد.

حل مسئله‌ی تختی توسط تورم

جهت حل‌کردن مشکل تختی کیهان با معادله فریدمان (۱.۳) و $k = 1$

$$|1 - \Omega(a)| = \frac{1}{(aH)^2} \quad (۱.۲۴)$$

است. اگر شعاع هابل همراه کاهش یابد، سمت راست معادله‌ی (۱.۲۴) بزرگ شده تا به مقدار ۱ می‌رسد و مسئله‌ی تختی حل می‌شود!

پاسخ $\Omega = 1$ یک حل جاذب و پایدار در طول تورم است

از معادله (۱.۲۴) داریم

$$\frac{\Omega_i - 1}{\Omega_0 - 1} = \frac{(aH)_0^2}{(aH)_i^2}. \tag{۱.۲۵}$$

از مشاهدات می‌دانیم $|\Omega_0 - 1| \sim 10^{-2}$ و تقاضا می‌کنیم که تنظیمِ ظریفی نداشته‌باشیم به‌صورتی که $|\Omega_i - 1| = |1-$ 1. آن‌گاه از رابطه‌ی (۱.۲۵) داریم

$$\frac{(aH)_i^2}{(aH)_0^2} < 10^{-2}, \tag{۱.۲۶}$$

که با ضرب و تقسیم a_f^2 نتیجه می‌دهد

$$\left(\frac{a_f}{a_i}\right)^2 \left(\frac{a_0}{a_f}\right)^2 \left(\frac{H_0}{H_f}\right)^2 \sim 10^2\,. \tag{۱.۲۷}$$

دراین رابطه فرض شده H در طول تورم ثابت است، به این ترتیب $H_i \simeq H_f$.

حال با فرض دمای $T_f \sim 10^{16} GeV$ برای پایان تورم و از آن‌جایی که $T \propto 1/a$ است

$$\frac{a_0}{a_f} = \frac{T_f}{T_0} = \frac{10^{16} GeV}{1 MeV} \sim 10^{27} \tag{۱.۲۸}$$

از طرفی مثلاً برای دوره‌ی ماده غالب $H^2 \propto \rho \propto a^{-3}$

$$\left(\frac{H_f}{H_0}\right)^2 = \left(\frac{a_0}{a_f}\right)^3. \tag{۱.۲۹}$$

حال معادلات (۱.۲۷) و (۱.۲۹) نتیجه می‌دهند

$$\left(\frac{a_f}{a_i}\right)^2 \sim 10^2 \left(\frac{a_f}{a_0}\right)^2 \left(\frac{a_0}{a_f}\right)^3 \sim 10^2 \frac{a_0}{a_f}, \tag{۱.۳۰}$$

و پس از استفاده از معادله‌ی (۱.۲۸) داریم

$$\frac{a_f}{a_i} \sim 10^{15} \sim e^{34}. \tag{۱.۳۱}$$

پس برای حل مشکل تختی، تورم باید حداقل ۳۴ تا e-تا طول بکشد. از مقایسه‌ی این عدد و تعداد e-تای لازم جهت حل مسئله‌ی افق، دیده می‌شود که برای حل مسئله‌ی افق به تعداد e-تای بیشتری نیاز است.

حل مسئله‌ی تک‌قطب‌ها توسط تورم

چگالی انرژی کیهان در طی تورم به‌آهستگی تغییر می‌کند. به عنوان مثال، اگر ضریب مقیاس به‌صورت $a \propto t^p$ به ازای $p > 1$ رشد کند، داریم $H \propto t^{-1} \propto a^{-1/p}$ و $\rho \propto a^{-2/p}$. نیز در این شرایط، چگالی ذرات سنگین،

سریعتر از چگالی انرژی کیهان و به‌صورت a^{-3} افت می‌کند. شایان ذکر است‌که، این ذرات باید به اندازه کافی پیش از پایان یافتن تورم تولید شده‌باشند که با انبساط نمایی به‌مقدار قابل توجهی رقیق‌شوند. نیز باید برای حل این مسئله مراقب تولید ذرات ناخواسته ی بعد از تورم هم باشیم. بعد از پایان تورم، بازگرمایش [۱۴] اتفاق می‌افتد و انرژی جهان (انرژی میدان تورمی) به تابش و دیگر ذرات سبک تبدیل می‌شود. در این مرحله ممکن است در اثر بالا رفتن انرژی ذرات مادی، ذرات ناخواسته دوباره تولید شوند. عموما دمای بازگرمایش به اندازه کافی کوچکتر از مقیاس تولید این ذرات می باشد و در نتیجه این ذرات باز تولید نمی شوند.

۳.۱ فیزیک دوران تورم

چنان‌که گفته شد، تورم دوره‌ای از تحول کیهان است که در طی آن عالم در کسری از ثانیه به صورت نمائی و با شتابی مثبت، تقریباً e^{60} مرتبه بزرگ‌تر می‌شود. به این ترتیب، در این دوره کیهانی فشار اینفلاتون می‌باید منفی باشد. بنابراین حامل تورم نمی‌تواند ماده‌ی معمولی باشد. در ادامه ساده‌ترین مدل تورمی یعنی مدل تک میدان اسکالر تورمی را که شرایط تورم را ارضا می‌کند مطالعه خواهیم کرد.

۱.۳.۱ دینامیک میدان اسکالر

همان‌طور که اشاره شد مواد معمولی (که در شرط قوی انرژی صدق می کنند) نمی‌توانند منشأ تورم باشند. به این ترتیب، برای توصیف تورم از مدل‌هایی که در نظریه‌ی میدان استفاده می‌کنیم. ساده‌ترین مدل شامل یک میدان اسکالر φ، به عنوان اینفلاتون است. دینامیک میدان اسکالر که به صورت کمین با گرانش جفت شده است، با کنش اینشتین-هیلبرت ، S_{EH} ، و یک کنش برای میدان اسکالر، S_φ، تعیین می‌گردد

$$S = \int d^4x\sqrt{-g}\left[\frac{1}{2}R - \frac{1}{2}g^{\mu\nu}\partial_\mu\varphi\partial_\nu\varphi - V(\varphi)\right] = S_{EH} + S_\varphi. \qquad (۱.۳۲)$$

دراین جا $V(\varphi)$ پتانسیل برای میدان اسکالر است.

تانسور انرژی-تکانه برای میدان اسکالر به شکل

$$T^\varphi_{\mu\nu} \equiv -\frac{2}{\sqrt{-g}}\frac{\delta S_\varphi}{\delta g^{\mu\nu}} = \partial_\mu\varphi\partial_\nu\varphi - g_{\mu\nu}\left(\frac{1}{2}\partial^\mu\varphi\partial_\mu\varphi + V(\varphi)\right) \qquad (۱.۳۳)$$

است و معادله حرکت میدان نیز به صورت زیر حاصل می‌شود

$$\frac{\delta S_\varphi}{\delta\varphi} = \frac{1}{\sqrt{-g}}\partial_\mu\left(\sqrt{-g}\partial^\mu\varphi\right) + V_{,\varphi} = 0, \qquad (۱.۳۴)$$

[۱۴] reheating (Preheating)