



دانشگاه کردستان
دانشکده علوم پایه
گروه فیزیک

عنوان:

بررسی مدل تورمی میدان اسکالر کوینتسنس

پژوهشگر:

پروین کریمی هلیزآباد

استاد راهنما:

دکتر کیومرث کریمی

پایان نامه کارشناسی ارشد رشته فیزیک گرایش نظری

اسفند ماه ۱۳۹۲

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

تقدیم به :

پدرم، مظهر بزرگ منشی، گذشت و استقامت

تقدیم به :

مادرم، الهه مهربانی و صبر

تقدیم به :

همسر عزیزم، به پاس مهربانی و عطاوت‌های بی‌کرانش

قدردانی و تشکر

بر خود لازم می‌دانم از زحمات بی دریغ، تلاش‌های بی‌وقفه و راهنمایی‌های ارزشمند استاد راهنمای بزرگوایم جناب آقای دکتر کیومرث کرمی که کاستی‌های من را با صبر فراوان تحمل نمودند کمال تشکر و قدردانی را داشته باشم.

چکیده

در این پایان نامه، مدل تورم گرم میدان اسکالر کوینتسنس با پتانسیل هیگز را در رژیم اتلاف بالا با ضریب اتلاف ثابت بررسی می‌کنیم.

رفتار تحولی میدان اینفلیتون و میدان تابش را در تقریب غلتش آهسته و همچنین در یک روش عددی که نشان‌دهنده‌ی نتایج دقیق است به دست می‌آوریم. با مقایسه‌ی دو روش، پی می‌بریم که نتایج تقریباً یکسانی خواهند داشت. همچنین چگالی انرژی میدان تورمی و میدان تابش، تحولات ضریب مقیاس، پارامتر هابل و پارامتر شتاب کاهنده را برحسب تعداد e-fold به دست می‌آوریم.

با استفاده از مقادیر پارامترهای شاخص طیفی اسکالری (n_s) ، دامنه‌ی اختلالات اسکالری (A_s) و نسبت تانسور به اسکالر (r) از داده‌های پلانک ۲۰۱۳، پارامترهای مدل را تخمین می‌زنیم. همچنین مقدار رانش شاخص طیفی اسکالری (α_s) ، شاخص طیفی تانسوری (n_t) ، غیر گاوسی بودن موضعی (f_{NL}^{local}) و غیر گاوسی بودن متساوی الاضلاع (f_{NL}^{equil}) را محاسبه می‌کنیم. نتیجه می‌گیریم که نتایج پیش‌بینی شده توسط مدل ما در توافق خوبی با نتایج مشاهده شده از داده‌های پلانک ۲۰۱۳ است.

کلمات کلیدی: تورم گرم، پتانسیل هیگز، اختلال‌های تانسوری و اسکالری.

فهرست

۱ مقدمه‌ای بر کیهان‌شناسی

- ۱-۱ کیهان‌شناسی استاندارد ۱
- ۱-۱-۱ مقدمه ۱
- ۲-۱-۱ اصل کیهان‌شناسی ۳
- ۳-۱-۱ متریک فریدمان-رابرتسون-واکر ۳
- ۴-۱-۱ معادلات اینشتین ۴
- ۲-۱ مشکلات کیهان‌شناسی استاندارد ۵
- ۱-۲-۱ مشکل تخت بودن ۶
- ۲-۲-۱ مشکل افق ۷
- ۳-۲-۱ مشکل تک قطبی‌های مغناطیسی ۸
- ۳-۱ تورم ۸
- ۴-۱ حل مشکلات کیهان‌شناسی استاندارد بوسیله‌ی تورم ۱۰

۲ انواع مدل‌های تورم

- ۱۳ ۱-۲ تقریب غلتش آهسته
- ۱۶ ۲-۲ معرفی مدل‌های مختلف تورمی
- ۱۷ ۱-۲-۲ تورم قدیم
- ۱۹ ۲-۲-۲ تورم جدید
- ۲۱ ۳-۲-۲ تورم آشوبناک
- ۲۲ ۴-۲-۲ تورم ابدی
- ۲۳ ۵-۲-۲ تورم ترکیبی
- ۲۵ ۳-۲ تورم گرم و سرد
- ۲۶ ۴-۲ مشاهدات WMAP و پلانک در مورد تورم

۳ مدل تورمی میدان اسکالر کوینتسنس

- ۳۰ ۱-۳ مدل کوینتسنس در تورم سرد
- ۳۱ ۲-۳ طیف اختلالات در تورم سرد
- ۳۵ ۳-۳ پتانسیل $\frac{1}{2}m^2\phi^2$ در تورم سرد
- ۳۷ ۴-۳ تورم Logamediate
- ۴۱ ۵-۳ تورم بینابینی
- ۴۳ ۶-۳ مدل کوینتسنس در تورم گرم
- ۴۵ ۷-۳ طیف اختلالات در سناریوی تورم گرم
- ۴۷ ۸-۳ پتانسیل $\frac{1}{2}m^2\phi^2$ در تورم گرم

۴ مدل تورمی میدان اسکالر تاخیون

- ۵۲ ۱-۴ دینامیک مدل تورم گرم تاخیونی
- ۵۵ ۲-۴ اختلالات در تورم گرم تاخیونی
- ۵۸ ۳-۴ پتانسیل نمایی در رژیم اتلاف بالا
- ۶۲ ۴-۴ مدل قانون توانی در رژیم اتلاف بالا

۵ مدل تورم گرم میدان اسکالر کوپنتسنس با پتانسیل هیگز

- ۶۷ ۱-۵ تقریب غلتش آهسته
- ۶۷ ۱-۱-۵ حالت $\phi < \mu$
- ۷۵ ۲-۱-۵ حالت $\phi > \mu$
- ۷۷ ۲-۵ تجزیه و تحلیل عددی

۶ نتیجه گیری و بحث

- ۸۳ مراجع

فصل اول

مقدمه‌ای بر کیهان‌شناسی

۱-۱ کیهان‌شناسی استاندارد

۱-۱-۱ مقدمه

کشف انبساط جهان بوسیله‌ی ادوین هابل^۱ در سال ۱۹۲۹، طلوع مشاهده‌های کیهان‌شناسی را اعلام کرد. در واقع اگر ما جهت انبساط عالم را معکوس کنیم، به یک نقطه‌ی تکین در زمان صفر می‌رسیم که چگالی فضا-زمان بی‌نهایت بوده و دما بسیار زیاد بوده است. محدودیت‌هایی که قواعد مکانیک کوانتومی اعمال می‌کنند منجر می‌شوند که راهی برای درک آنچه در زمان صفر یا زمان کمتر از زمان

^۱ Edwin Hubble

پلانک اتفاق افتاده است، نداشته باشیم. با این حال با تقریب مناسب می‌توان وقایع پس از انفجار بزرگ، یعنی حوادث بعد از زمان پلانک را توضیح داد.

در کیهان اولیه دما بسیار بالا بوده، که منجر به یونیزه کردن ماده‌ای شده که جهان را پر کرده است. بنابراین جهان، حاوی پلاسمایی از هسته‌ها، الکترون‌ها و فوتون‌ها بوده است. همراه با انبساط، عالم شروع به سرد شدن کرده و هسته‌ها و اتم‌ها تشکیل شده‌اند. در حدود $3000/000$ هزار سال بعد از انفجار بزرگ، که به عنوان دوره‌ی باز ترکیبی^۲ شناخته شده است، تابش از ماده جدا می‌شود و این فوتون‌ها با سرعت نور حرکت می‌کنند. این فوتون‌ها به سرد شدن خود ادامه داده و در حال حاضر به عنوان تابش زمینه‌ی ریز موج کیهانی^۳ مشاهده می‌شوند [۱].

مدل کیهان‌شناسی استاندارد توسط چندین مشاهده تأیید شده است:

(۱) انبساط جهان: مشاهدات ادوین هابل نشان داد که کهکشان‌ها در حال دور شدن از ما هستند، این تأییدی بر درستی این مدل است.

(۲) فراوانی ذرات سبک هیدروژن، هلیوم و لیتیم: نظریه انفجار بزرگ داغ^۴ پیش‌بینی می‌کند که این ذرات سبک احتمالاً چند دقیقه بعد از انفجار بزرگ از پروتون‌ها و نوترون‌های با هم ترکیب شده به وجود آمده‌اند.

(۳) تابش زمینه ریز موج کیهانی: جهان اولیه باید بسیار گرم بوده باشد. تابش زمینه کیهانی بازمانده گرمای انفجار بزرگ است.

با تقریب بسیار خوب، دمای CMB در سراسر آسمان یکنواخت است. دمای تابش زمیه کیهانی برای اولین بار، در دهه‌ی ۱۹۶۰ در حدود ۵ درجه کلوین توسط آلفر^۵ و هرمن^۶ اندازه‌گیری شد [۲]. اولین اندازه‌گیری موفق تابش زمینه‌ی کیهانی در سال ۱۹۶۴ توسط پنزیس^۷ و ویلسون^۸ انجام گرفت [۳].

^۲ Recombination

^۳ Cosmic Microwave Background (CMB)

^۴ Hot Big Bang

^۵ Alpher

^۶ Herman

^۷ Penzias

^۸ Wilson

مشاهدات آن‌ها آشکار کرد که تابش زمینه کیهانی همانند یک جسم سیاه با دمای متناظر با ۳ درجه کلوین عمل می‌کند. در سال ۱۹۹۲ ماهواره‌ی جستجوگر پس زمینه کیهانی^۹ این دما را ۲.۷۲۵ درجه کلوین اندازه‌گیری کرد. اما تغییرات جزئی از مرتبه‌ی 10^{-5} در دمای CMB وجود دارد [۴].

۲-۱-۱ اصل کیهان‌شناسی

در قرن ۱۶ و ۱۷ میلادی، کپرنیک بیان کرد که سیستمی که زمین را مرکز عالم می‌دانست باید کنار گذاشته شود و خورشید را به جای آن قرار دهیم. اما مشاهدات امروزه نشان می‌دهند که نه تنها خورشید، بلکه کهکشان راه شیری هم مرکز عالم نیست و نمی‌توان مرکز به خصوصی برای عالم در نظر گرفت. این پایه‌ای برای معرفی دو اصل کیهان‌شناسی بود^{۱۰}. در واقع اصول کیهان‌شناسی بیان می‌کند هیچ مشاهده‌گر ویژه‌ای در عالم وجود ندارد. دو اصل کیهان‌شناسی عبارتند از [۱، ۵]:

– در جهان، هیچ نقطه‌ای بر نقطه‌ی دیگر ارجحیت ندارد: اصل همگنی^{۱۱}

– در جهان، جهتی بر جهت دیگر ارجحیت ندارد: اصل همسانگردی^{۱۲}

البته باید به این نکته توجه کرد که این اصول در مقیاس‌های بزرگ (بزرگ‌تر از ۱۰۰ مگاپارسک^{۱۳}) برقرار هستند.

۳-۱-۱ متریک فریدمان-رابرتسون-واکر

مدل کیهان‌شناسی بر اساس جهان در حال انبساط است که انبساط آن با ضریب مقیاس $a(t)$ و آهنگ انبساط آن با پارامتر هابل H داده می‌شود [۵].

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a}, \quad (1.1)$$

^۹ Cosmic Background Explorer (COBE)

^{۱۰} Cosmological Principles

^{۱۱} Homogeneity

^{۱۲} Isotropy

^{۱۳} Mega parsec (Mpc)

با فرض همگنی و همسانگردی، متریک کیهان، متریک فریدمان-رابرتسون-واکر (FRW)^{۱۴} خواهد بود. این متریک به صورت زیر می‌باشد

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2(\theta)d\phi^2) \right] \quad (1.2)$$

که در آن K نشان‌دهنده‌ی خمش بخش فضایی متریک است که برای جهان‌های بسته (کروی)، تخت و باز (هذلولوی) به ترتیب ۱، ۰ و -۱ می‌باشد.

۴-۱-۱ معادلات اینشتین

دینامیک عالم توسط معادله‌ی اینشتین

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = -8\pi GT_{\mu\nu}, \quad (1.3)$$

تعیین می‌شود که در آن $G_{\mu\nu}$ تانسور اینشتین^{۱۵}، $R_{\mu\nu}$ تانسور ریچی^{۱۶}، R اسکالر ریچی^{۱۷}، $g_{\mu\nu}$ متریک فضا-زمان، $T_{\mu\nu}$ تانسور انرژی-تکانه‌ی ماده^{۱۸} و G ثابت جهانی گرانش است. سمت چپ معادله، معرف هندسه‌ی فضا-زمان و سمت راست معرف ماده‌ی درون عالم است.

با فرض این که ماده‌ی موجود در عالم یک شاره‌ی کامل باشد، آنگاه تانسور-انرژی تکانه‌ی آن به

صورت زیر خواهد بود

$$T_{\nu}^{\mu} = \text{diag}(-\rho, p, p, p), \quad (1.4)$$

که ρ و p به ترتیب چگالی انرژی و فشار شاره هستند. با استفاده از متریک FRW و معادلات (۱.۳) و

(۱.۴) معادلات زیر به دست خواهند آمد

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2}, \quad (1.5)$$

^{۱۴} Friedmann-Robertson-Walker

^{۱۵} Einstein Tensor

^{۱۶} Ricci Tensor

^{۱۷} Ricci Scalar

^{۱۸} Energy-Momentum Tensor

$$\dot{H} = -4\pi G(\rho + p) + \frac{k}{a^2}. \quad (1.6)$$

که به ترتیب معادله‌ی اول و دوم فریدمان هستند.

بنابراین اتحاد بیانگی

$$\nabla_\nu G^{\mu\nu} = 0 \rightarrow \nabla_\nu T^{\mu\nu} = 0, \quad (1.7)$$

می‌توان معادله‌ی پایستگی شار را به دست آورد

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0, \quad (1.8)$$

با استفاده از معادلات (۱.۵)، (۱.۶) و (۱.۸) معادله شتاب به دست می‌آید.

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p). \quad (1.9)$$

۲-۱ مشکلات کیهان‌شناسی استاندارد

نظریه‌ی انفجار بزرگ داغ یکی از موفق‌ترین نظریه‌ها در زمینه مطالعات کیهان‌شناسی می‌باشد. این نظریه زیبا و ساده قادر است توصیف مناسبی از چگونگی تحولات عالم در اختیار ما قرار دهد. از جمله امتیازات این نظریه، توانایی در توصیف دقیق پدیده‌های همچون، تابش زمینه کیهانی، سنتز هسته‌ای و تخمین سن عالم است. با وجود تمام این موفقیت‌ها، نظریه انفجار بزرگ داغ دارای مشکلات مخصوص به خود است. از جمله مسائلی که نظریه انفجار بزرگ داغ قادر به توصیف آن‌ها نیست، عبارتند از: مشکل تخت بودن^{۱۹}، مشکل افق^{۲۰} و مشکل فراوانی تک قطبی‌های مغناطیسی^{۲۱} [۶، ۷، ۸]. در این بخش نگاهی به این مشکلات می‌اندازیم.

^{۱۹} Flatness Problem

^{۲۰} Horizon Problem

^{۲۱} Magnetic-Monopole Problem

۱-۲-۱ مشکل تخت بودن

معادله‌ی اول فریدمان را با تعریف پارامتر چگالی به صورت $\Omega = \frac{\rho}{\rho_c}$ ، که $\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$ چگالی انرژی بحرانی است، می‌توان به صورت زیر بازنویسی کرد

$$\Omega - 1 = \frac{K}{a^2 H^2}. \quad (۱.۱۰)$$

که $\Omega > 1$ ($K = +1$)، $\Omega = 1$ ($K = 0$) و $\Omega < 1$ ($K = -1$) به ترتیب مربوط به جهان بسته، تخت و باز است. زمانی که عالم تخت است (یعنی $K = 0$)، $\Omega = 1$ و با گذشت زمان ثابت باقی می‌ماند. در مدل کیهان‌شناسی استاندارد، شعاع هابل همراه افزایش می‌یابد و طبق معادله‌ی (۱.۱۰)، کمیت $|\Omega - 1|$ با گذشت زمان واگرا می‌شود. مطابق با این نظریه هم در دوره تابش غالب ($a \propto t^{1/2}$) و هم در دوره‌ی ماده غالب ($a \propto t^{2/3}$)، مقدار $\dot{a}^2 = a^2 H^2$ ، با گذشت زمان کاهش می‌یابد، به طوری که برای دوره‌ی تابش غالب ${}^{22}RD$ و دوره‌ی ماده ${}^{23}MD$ غالب داریم

$$a^2 H^2 \propto t^{-1} \implies |\Omega - 1| \propto t \implies RD$$

$$a^2 H^2 \propto t^{-2/3} \implies |\Omega - 1| \propto t^{2/3} \implies MD$$

پس بنابر رابطه‌ی (۱.۱۰) می‌توان نتیجه گرفت که، کمیت $|\Omega - 1|$ با گذشت زمان واگرا می‌شود و پارامتر چگالی از مقدار یک دور می‌شود. این حقیقت بیانگر این مطلب است که در زمان‌های اولیه، پارامتر چگالی شدیداً به مقدار یک نزدیک بوده است و با گذشت زمان از یک فاصله می‌گیرد. برای مثال در زمان سنتز هسته‌ای و زمان پلانک داریم [۹]

$$|\Omega(a_{BBN}) - 1| < \circ(10^{-16})$$

$$|\Omega(a_{Planck}) - 1| < \circ(10^{-61})$$

Radiation Dominate ^{۲۲}

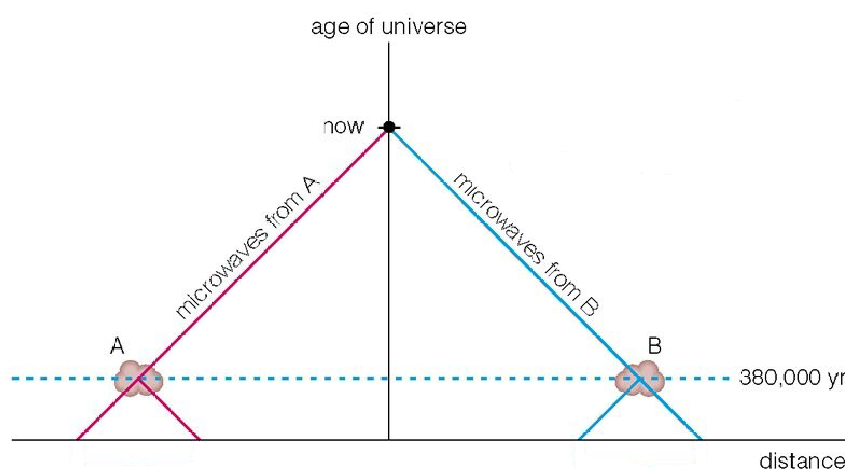
Matter Dominate ^{۲۳}

که بسیار به یک نزدیک هستند. از طرف دیگر داده‌های مشاهداتی نشان می‌دهند که در حال حاضر پارامتر چگالی بسیار به یک نزدیک است.

۱-۲-۲ مشکل افق

مشکل افق به ارتباط بین نقاط مختلف جهان اشاره دارد. یکی از ویژگی‌های CMB این است که تقریباً خیلی همسانگرد است که این یعنی نور از تمام قسمت‌های آسمان با دقت خیلی زیاد همان دمای ۲.۷۲۵ کلوین است. وجود این درجه حرارت یکسان مشخصه‌ی تعادل گرمایی است، که مدل انفجار بزرگ داغ قادر به توضیح این مسأله نیست.

شکل ۱.۱ مخروط نوری فضا-زمان را برای مدل کیهان‌شناسی استاندارد نشان می‌دهد. با توجه به شکل، دو فوتون A و B در مدل کیهان‌شناسی استاندارد در گذشته با هم در ارتباط نبوده‌اند، پس چگونه ممکن است این دو فوتون دمای یکسانی داشته باشند [۱۰].



شکل ۱.۱ مخروط نوری فضا-زمان برای مدل کیهان‌شناسی استاندارد [۱۲].

۱-۲-۳ مشکل تک قطبی‌های مغناطیسی

نظریه اتحاد بزرگ پیش‌بینی می‌کند که در اوایل جهان باید تعداد زیادی تک قطبی مغناطیسی وجود آمده باشد، که امکان دستیابی به آن در شتاب‌دهنده‌های ذرات وجود ندارد. در دوران تابش غالب، یعنی در زمان $t = 10^{-38} s$ ، دما در حدود $T = 10^{19}$ کلوین بوده است. در چنین دمایی امکان تولید تک قطبی‌های مغناطیسی وجود دارد. بنابراین انتظار می‌رود تعداد زیادی تک قطبی مغناطیسی در دوره‌ی تابش غالب وجود آمده باشد و در دوره‌های بعدی هم باقی مانده باشد. درحالی‌که، بر اساس مشاهدات امروزه، چگالی فعلی تک قطبی‌های مغناطیسی بسیار کم‌تر از چیزی است که نظریه انفجار بزرگ پیش‌بینی می‌کند.

۱-۳ تورم

کیهان‌شناسی تورمی جایگزینی برای مدل انفجار بزرگ داغ نیست، بلکه در زمان‌های خیلی اولیه به این مدل اضافه می‌شود و هیچ اختلالی در موفقیت‌های آن بوجود نمی‌آورد. در واقع، تورم در زمان‌های خیلی اولیه اتفاق می‌افتد و خیلی سریع پایان می‌یابد و عالم رفتار معمول خود را دنبال می‌کند. تعریف دقیق تورم این است که، ناحیه‌ای که دارای شتاب مثبت باشد در آنجا تورم اتفاق می‌افتد. در واقع فرض می‌کنیم که عالم در اوایل تحول خود دارای یک شتاب مثبت بوده است [۱۲، ۱۳، ۱۴، ۱۵]. به عبارتی

$$\ddot{a} > 0. \quad (1.11)$$

با توجه به معادله‌ی شتاب حاکم بر جهان، تورم رابطه‌ی بین ρ و p را به صورت زیر تعریف می‌کند

$$\ddot{a} > 0 \iff \rho + 3P < 0$$

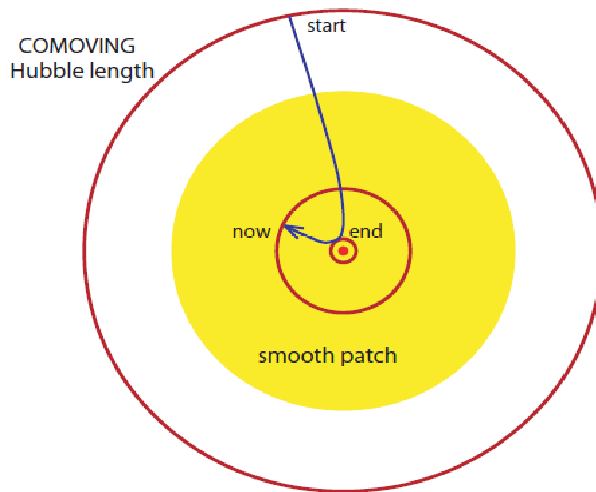
که متناظر با نقض شرط انرژی قوی است. با تعریف پارامتر معادله‌ی حالت به صورت

$$w = \frac{P}{\rho} \quad (1.12)$$

می‌توان نتیجه گرفت که، در دوره تورم باید $w < -\frac{1}{3}$ از معادله‌ی (۱.۱۱)، شرط وجود تورم را می‌توان به صورت زیر بیان کرد

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{H^{-1}}{a}\right) < 0 \quad (۱.۱۳)$$

این شرط بیانگر این مطلب است که در دوره‌ی تورم، طول هابل همراه کاهش می‌یابد و در بقیه‌ی دوره‌ها افزایش می‌یابد [۱۶]. کاهش شعاع هابل همراه در طول تورم و افزایش آن بعد از تورم به صورت شماتیک در شکل ۲.۱ نشان داده شده است.



شکل ۲.۱ تحول شعاع هابل همراه، $(aH)^{-1}$. ابتدا طول هابل بزرگ است، سپس در طول تورم کاهش می‌یابد و حتی بعد از تورم عالم قابل مشاهده در ناحیه‌ی هموار باقی می‌ماند [۹].

بسیاری از نظریه‌های تورم بر اساس یک میدان اسکالر منفرد برای توصیف انرژی خلاء است. میدان اسکالری که مسئول تورم است اینفلیتون^{۲۴} نامیده می‌شود. فرض بر این است که تغییرات اینفلیتون در طول تورم بسیار کوچک است که منجر به یک پارامتر هابل تقریباً ثابت و در نتیجه منجر به یک انبساط تقریباً نمایی می‌شود. در طول تورم، اینفلیتون علاوه بر تحولات کلاسیکی، نوسانات کوانتومی هم دارد. اعتقاد بر این است که رشد این نوسانات کوانتومی منشأ تولید ساختارهای بزرگ مقیاس است.

^{۲۴} Inflaton

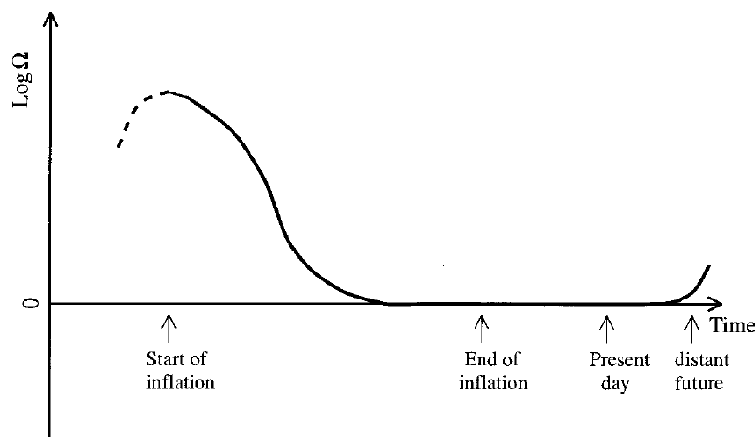
۴-۱ حل مشکلات کیهان‌شناسی استاندارد بوسیله‌ی تورم

در بخش ۱-۲ مشکلات کیهان‌شناسی استاندارد را بیان کردیم. در این بخش با استفاده از ایده‌ی تورم به دنبال حل این مشکلات هستیم. دو مشکل تخت بودن و افق ناشی از این است که در مدل کیهان‌شناسی استاندارد، شعاع هابل همراه مطلقاً افزایش می‌یابد. در نتیجه با کم شدن شعاع هابل همراه در عالم اولیه این مشکلات حل می‌شوند.

مشکل تخت بودن

با استفاده از معادله‌ی (۱.۱۰) با کاهش شعاع هابل همراه، کمیت $|\Omega - 1|$ کاهش می‌یابد و Ω به سمت یک میل می‌کند. انتظار می‌رود این فرایند تخت شدن به وسیله تورم تا حال حاضر ادامه داشته باشد.

شکل ۳.۱ شماتیکی از حل تورمی برای مشکل تخت بودن را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که در زمان پایان تورم، Ω به سمت یک می‌رود و تا حال حاضر هم ادامه خواهد داشت، فقط در آینده‌ی دور دوباره از یک فاصله می‌گیرد [۱۴].



شکل ۳.۱ تغییرات پارامتر چگالی بر حسب زمان با وجود تورم [۱۵].

روش دیگر برای حل این مشکل به صورت زیر است.

ساده‌ترین مدل تورمی مدل ثابت کیهان‌شناسی است، $(\frac{\Lambda}{3})$ ، که چگالی انرژی آن با زمان تغییر نمی‌کند. معادله اول فریدمان در حضور ثابت کیهان‌شناسی به صورت زیر می‌باشد

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}, \quad (1.14)$$

با انبساط عالم، دو جمله‌ی اول کاهش می‌یابد، در حالی که جمله‌ی سوم ثابت باقی می‌ماند. بنابراین ضریب مقیاس به صورت زیر به دست می‌آید

$$H^2 = \frac{\Lambda}{3} = cte \rightarrow H = \sqrt{\frac{\Lambda}{3}} \rightarrow a = e^{\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}t}, \quad (1.15)$$

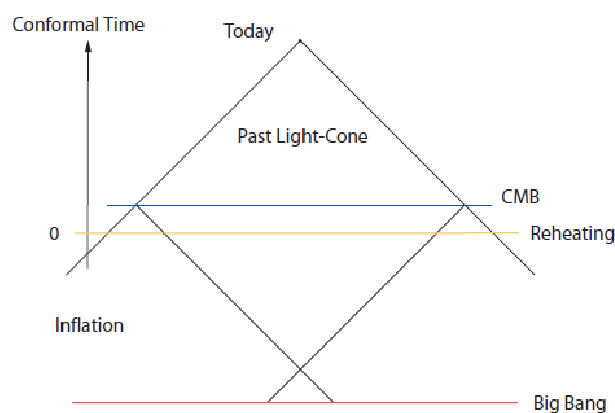
در نتیجه داریم

$$|\Omega - 1| \propto (aH)^{-2} \propto \frac{3}{\Lambda} \exp(-2\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}t). \quad (1.16)$$

پس با افزایش زمان، کمیت $|\Omega - 1|$ به سمت صفر میل می‌کند و منجر به رانده شدن عالم به سمت تخت بودن می‌شود [۹].

مشکل افق

با وجود یک ناحیه تورمی مخروط نوری فضا-زمان به صورت شکل ۴.۱ خواهد بود. از روی شکل



شکل ۴.۱ مخروط نوری فضا-زمان در کیهان‌شناسی تورمی [۱۲].

مشاهده می‌شود نقاطی که در کیهان‌شناسی استاندارد از هم جدا بوده‌اند، در کیهان‌شناسی تورمی در گذشته در تماس علی با هم بوده‌اند که این بیانگر تعادل گرمایی این نقاط در گذشته است [۹].

مشکل تک قطبی‌های مغناطیسی

با فرض این‌که، تک قطبی‌های مغناطیسی قبل از دوره‌ی تورم بوجود آمده باشند، وقتی انبساط خیلی سریع در عالم اولیه داریم چگالی این ذرات آنقدر سریع کاهش می‌یابد که به سطح قابل اغماض می‌رسد. در واقع با وجود انبساط سریع دوره‌ی تورم، چگالی فعلی این تک قطبی‌های مغناطیسی به مرتبه‌ی چند تک قطبی در حجم عالم قابل مشاهده می‌رسند.

در ادامه‌ی این پایان‌نامه، در فصل دوم به بررسی انواع مدل‌های تورمی خواهیم پرداخت. در فصل سوم، مدل تورمی میدان اسکالر کوپنتسنس را بررسی خواهیم کرد. هم‌چنین در فصل چهارم، مدل تورمی میدان اسکالر تاخیر بررسی خواهد شد. در فصل پنجم، مدل تورم گرم میدان اسکالر کوپنتسنس با پتانسیل هیگز را بررسی خواهیم کرد. سرانجام، در فصل ششم به نتیجه‌گیری و بحث خواهیم پرداخت.