

رسالة محمد



جمهوری اسلامی ایران
دانشگاه تهران

اداره کل تحصیلات تکمیلی

شماره _____

تاریخ _____

پوست _____

باسمه تعالی

تمهید نامه اصالت اثر

اینجانب ^{محمدحسین ناجو} متعهد می شوم که مطالب مندرج در این پایان نامه / رساله حاصل کار پژوهشی اینجانب است و به دستاوردهای پژوهشی دیگران که در این پژوهش از آنها استفاده شده است ، مطابق مقررات ارجاع و در فهرست منابع و مأخذ ذکر گردیده است. این پایان نامه / رساله قبلاً برای احراز هیچ مدرک هم سطح یا بالاتر ارائه نشده است . در صورت اثبات تخلف (در هر زمان) مدرک تحصیلی صادر شده توسط دانشگاه از اعتبار ساقط خواهد شد .
کلیه حقوق مادی و معنوی این اثر متعلق به پردیس / دانشکده / مرکز دانشگاه تهران می باشد .

نام و نام خانوادگی دانشجو محمدحسین ناجو

امضاء

آدرس : خیابان انقلاب اول خیابان فجر رازی - پلاک ۵ کدپستی : ۱۳۰۴۵/۵۶۸

فکس : ۶۴۹۷۳۱۴



دانشگاه تهران
پردیس علوم
دانشکده فیزیک

بازگرمایش جهان اولیه

نگارش: محمدحسین نامجو
استاد راهنما: دکتر حسین محسنی سجادی

پایان نامه برای دریافت درجه کارشناسی ارشد
در رشته فیزیک

شهریور 1388



به نام خدا
دانشگاه تهران

پردیس علوم
دانشکده فیزیک

گواهی دفاع از پایان نامه کارشناسی ارشد

هیات داوران پایان نامه کارشناسی ارشد آقای محمدحسین نامجو

در رشته: فیزیک گرایش: ذرات بنیادی

با عنوان: باز گرمایش جهان اولیه

را در تاریخ: ۸۸/۶/۲۸

به عدد	به حروف
۱۷	هفده
با نمره نهایی	و درجه:
	بیاز
	ارزیابی نمود.

ردیف	مشخصات هیات داوران	نام و نام خانوادگی	مرتبه دانشگاهی	دانشگاه	امضاء
۱	استاد راهنما:	دکتر حسین محسنی سجادی	دانشیار	تهران	
۲	استاد داور خارجی:	دکتر سهراب راهوار	دانشیار	صنعتی شریف	
۳	استاد داور داخلی:	دکتر صدیقه دلدار	استادیار	تهران	
۴	نماینده کمیته تحصیلات تکمیلی دانشکده:	دکتر محمدرضا محمدی زاده	دانشیار	تهران	

تذکر: این برگه پس از تکمیل توسط هیات داوران در نخستین صفحه پایان نامه درج می گردد.

چکیده

در این پایان نامه ابتدا مروری بر مشکلات مدل استاندارد کیهان شناسی و چگونگی حل این مشکلات توسط نظریه تورم خواهیم داشت. سپس به بحث اصلی این پایان نامه یعنی بازگرمایش می پردازیم. جنبه های مختلف بازگرمایش از جمله دینامیک میدانها، پیش گرمایش و ترمودینامیک بازگرمایش مورد بررسی قرار می گیرند.

واژه های کلیدی:

تورم - بازگرمایش - پیش گرمایش - تشدید پارامتری - تشدید تصادفی -

بازپراکندگی - پس واکنش

قرارداد ها:

تقدیر و تشکر

الْحَمْدُ لِلَّهِ الَّذِي فَتَحَ لَنَا مِنْ أَبْوَابِ الْعِلْمِ بِرُبُوبِيَّتِهِ

سپاس خداوندی را که درهای علم به پروردگاری اش را به روی ما گشود.

پس از حمد خداوند از تمامی اساتیدی که به من علم آموخته اند خصوصاً جناب آقای دکتر سجادی که این پایان نامه زیر نظر ایشان به سرانجام رسید سپاسگزاری می کنم.

از پدر و مادرم که با دعای خیرشان مرا در این راه کمک نموده اند تشکر می کنم.

همچنین از همسرم که محیطی آرام فراهم آورد که بواسطه آن فراگیری علم برای من میسر شد قدردانی می کنم.

فهرست مطالب

8	مقدمه
10	1 تورم
11	1-1 مدل استاندارد
12	2-1 مشکلات مدل استاندارد
12	1-2-1 مسئله تختی کیهان
12	2-2-1 مسئله افق
13	3-2-1 مشکل تک قطبی ها
14	3-1 ایده اولیه برای حل مشکلات: تورم
15	1-3-1 مسئله تختی کیهان
15	2-3-1 مسئله افق
15	3-3-1 مشکل تک قطبی ها
16	4-1 دینامیک تورم
17	5-1 مدل‌های تورم
18	1-5-1 مثالی از دسته اول: تورم آشوبناک
19	2-5-1 مثالی از دسته دوم: تورم طبیعی
21	3-5-1 دسته سوم: تورم دوتایی
22	2 بازگرمایش
22	1-2 دینامیک بازگرمایش
26	2-2 گرمایش در بازگرمایش!
33	3 پیش گرمایش
34	1-3 تشدید باریک
38	2-3 تشدید پهن
41	3-3 تشدید در جهان در حال انبساط (تشدید تصادفی)
46	4-3 نظریه تحلیلی تشدید تصادفی
51	5-3 پس واکنش و بازپراکندگی
55	1-5-3 مرحله اول: بدون پس واکنش و بازپراکندگی
57	2-5-3 مرحله دوم: وجود پس واکنش در پیش گرمایش
58	3-5-3 بازپراکندگی
61	جمع بندی و نتیجه گیری
62	منابع و مأخذ
64	1پ معادلات فریدمن
66	2پ تشدید پارامتری

70	-----	پ3) ترمودینامیک بازگرمایش
70	-----	پ3-1) معادلات ترمودینامیکی کیهان
71	-----	پ3-2) مدل تک دمای مؤثر
76	-----	پ3-3) بسط شبه کامل
78	-----	پ3-3-1) ناحیه غیر نسبیته
80	-----	پ3-3-2) ناحیه میانی
81	-----	پ3-3-3) ناحیه فوق نسبیته

فهرست شکل ها

14	شکل 1-1
18	شکل 2-1
20	شکل 3-1
31	شکل 4-1
32	شکل 1-2
35	شکل 1-3
40	شکل 2-3
43	شکل 3-3
44	شکل 4-3
45	شکل 5-3
45	شکل 6-3
60	شکل 7-3
69	شکل پ1-2

فهرست جدول ها

56	جدول 1-3
----	----------

مقدمه

موضوع و عنوان این پایان نامه ، بازگرمایش جهان اولیه است که به بحث روی منشأ مواد

جهان می پردازد. امروزه کیهانشناسان بر این عقیده هستند که مواد موجود در کیهان کنونی در مرحله ای به نام بازگرمایش در پانزده میلیارد سال قبل و پس از پدیده ای به نام تورم تولید شده اند. پدیده های تورم و بازگرمایش در واقع تصحیحاتی هستند که در مدل استاندارد کیهانشناسی وارد می شوند.

بر اساس مدل استاندارد کیهانشناسی که از مهبانگ شروع می شود ، جهان اولیه جهانی همگن و

در حال انبساط و شامل ذرات پر انرژی در حال تعادل بوده است که همراه با انبساط به تدریج سرد شده و ناهمگنی های کوچکی در آن به وجود آمده است. با رشد این ناهمگنی ها ، ساختارهای قابل مشاهده کنونی مانند کهکشان ها و خوشه های کهکشانی به وجود آمده اند. تطابق بسیار خوب تئوری و مشاهدات تجربی تأیید کننده درستی این مدل است. از جمله این تطابق ها می توان به حرکت دور شونده کهکشان های دور دست ، فراوانی عناصر سبک در کیهان و انرژی الکترومغناطیسی برجای مانده از جهان اولیه که امروزه به صورت تابش زمینه کیهانی در محدوده امواج رادیویی قابل مشاهده است ، اشاره کرد. علی رغم موفقیت مدل استاندارد ، در دهه 1970م زلدوویچ¹ متوجه تناقضاتی بین

مشاهدات تجربی و مدل استاندارد شد که نشان از نقص و نارسایی در این مدل داشت. در سال 1980م گوت² مکانیزمی به نام تورم را ارائه کرد که باعث انبساط سریع کیهان در جهان اولیه می شد و می توانست نقص موجود در مدل استاندارد را برطرف کند. پس از او افرادی مانند ستاینهارت³ و لینده⁴ با تکمیل نظریه تورم ، آن را به شکل امروزی که مورد قبول کیهانشناسان است در آوردند که

¹ Y.B.Zeldovich

² A.Guth

³ P.Steinhardt

⁴ A.Linde

در آن میدان اسکالر عامل تولید تورم است. در فصل اول این پایان نامه مروری بر مدل استاندارد و نظریه تورم خواهیم داشت.

تقریباً همزمان با ارائه نظریه تورم، نحوه ارتباط تورم با مهبانگ مدل استاندارد مطرح شد، که به آن باز گرمایش می گویند. در این مرحله، میدان اسکالر مولد تورم با واپاشی به ذرات ثانویه پرنرژی، ماده و دمای مورد نیاز برای شروع مهبانگ را تولید می کند. در ابتدا باز گرمایش بوسیله نظریه اختلالی میدان های کوانتومی توصیف شد که در فصل دوم به این مبحث و همچنین خواص ترمودینامیکی مرحله بازگرمایش می پردازیم

در دهه 1990م افرادی مانند لینده و ستاروبینسکی^۱ پدیده ای غیر اختلالی و بسیار موثر را برای واپاشی میدان اسکالر کشف کردند که به پیش گرمایش معروف است. در این نظریه عواملی مانند چگالش بوز اینشتین باعث خلق سریع ذرات ثانویه می شود، که دارای مکانیزمی متفاوت از نظریه اختلالی در باز گرمایش است. در فصل سوم به این موضوع خواهیم پرداخت.

^۱. A.A.Starobinsky

فصل 1 : تورم

مدل استاندارد کیهانشناسی یک مدل موفق است که بسیاری از مشاهدات، از جمله انبساط کیهان و تابش زمینه کیهانی، را توضیح می‌دهد. اما همین مدل موفق نارسایی‌هایی دارد و عاجز از بیان چگونگی برخی رخدادهاست که از مشاهدات کیهانشناسی پی به آنها می‌بریم. برای تکمیل این مدل، گوت^۱ در سال 1981 م به مدل استاندارد مرحله‌ای به نام «تورم» اضافه کرد که می‌توانست مشکلات مدل استاندارد را حل کند. پس از او نظریه تورم به دلیل وجود اشکالاتی تصحیح شد و به شکل امروزی درآمد.

در این بخش مروری مختصر بر ایرادات مدل استاندارد، نظریه تورم و همچنین چگونگی حل این ایرادات خواهیم داشت.

1-1) مدل استاندارد

در مدل استاندارد کیهان شناسی که از مه‌بانگ^۲ آغاز می‌شود، کیهان را در ابعاد بزرگ همگن و همسانگرد فرض می‌کنیم. در این صورت متریک^۳ که جهان را توصیف می‌کند، متریک فریدمن-رابرتسون-واکر^۳ است:

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

که در آن $a(t)$ فاکتور مقیاس، معیاری برای ابعاد کیهان که با زمان رشد می‌کند و K مربوط است به انحنای فضا که مثبت، منفی و یا صفر بودن آن به ترتیب نشان‌دهنده کیهان بسته، باز و تخت خواهد بود.

^۱ . A.H.Guth

^۲ . Big-Bang

^۳ . Friedmann-Robertson-Walker

تحول کیهان بستگی به نوع مواد درون آن دارد. این مواد با معادله حالت آنها شناسایی

می‌شوند. بعنوان مثال برای تابش و ماده (غبار) معادله حالت به شکل زیر است :

$$P = \rho/3 \quad \text{تابش} \quad (2-1)$$

$$P = 0 \quad \text{غبار} \quad (3-1)$$

که P فشار ماده و ρ چگالی انرژی آن است.

معادله اینشتین که معادله اساسی برای توصیف کیهان است بصورت معادله تانسوری زیر

است:

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi GT_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} \quad (4-1)$$

که در آن $R_{\mu\nu}$ تانسور ریچی^۱، R اسکالر ریچی، $T_{\mu\nu}$ تانسور انرژی-تکانه و Λ ثابت کیهانشناسی است که در این مرحله از آن صرفنظر می‌کنیم.

مولفه (0,0) معادله اینشتین در متریک فریدمن-رابرتسون-واکر بصورت زیر است: [پیوست 1]

$$H^2 = \frac{8\pi}{m_{Pl}^2} \rho - \frac{K}{a^2} \quad (5-1)$$

همچنین معادله پیوستگی یا پایستگی تانسور انرژی-تکانه بصورت زیر است [پیوست 1]:

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + P) = 0 \quad (6-1)$$

که در دو معادله اخیر $H = \frac{\dot{a}}{a}$ پارامتر هابل نام دارد و جرم پلانک بصورت $m_{Pl} \equiv G^{-1/2}$ تعریف

می‌شود. علامت نقطه بالای هر پارامتر، مشتق آن پارامتر بر حسب زمان t است. معادله (5-1) به اولین

معادله فریدمن^۲ مشهور است. دومین معادله فریدمن از ترکیب روابط (5-1) و (6-1) بدست می‌آید:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi}{3m_{Pl}^2}(\rho + 3P) \quad (7-1)$$

معادله (5-1) را می‌توان بصورت زیر بازنویسی کرد:

^۱ Ricci Tensor
^۲ Friedmann Equation

$$\Omega - 1 = \frac{K}{a^2 H^2} \quad (8-1)$$

که در آن:

$$\Omega \equiv \frac{\rho}{\rho_c}, \quad \rho_c \equiv \frac{3H^2 m_{pl}^2}{8\pi} \quad (9-1)$$

در صورت تخت بودن هندسه فضایی ($K=0$) معادلات (5-1) و (6-1) را می‌توان در دو ناحیه ماده غالب و تابش غالب حل کرد:

$$a \propto t^{2/3}, \quad \rho \propto a^{-3} \quad (10-1)$$

ماده غالب

$$a \propto t^{1/2}, \quad \rho \propto a^{-4} \quad (11-1)$$

تابش غالب

در هر دو حالت فوق، کیهان، شتابی کند شونده ($\ddot{a} < 0$) دارد.

2-1 مشکلات مدل استاندارد

1-2-1 مسئله تختی کیهان:

از معادله (7-1) معلوم می‌شود که در مدل استاندارد که $\ddot{a} < 0$ است بنابراین جمله $a^2 H^2 = \dot{a}^2$ در رابطه (8-1) همواره نزولی است. بنابراین Ω با انبساط جهان از مقدار عددی یک، انحراف بیشتری پیدا می‌کند. اما مشاهدات تجربی نشان می‌دهند که Ω از مرتبه یک است و این بدین معناست که در گذشته Ω باید خیلی بیشتر از اکنون به یک نزدیک باشد. مثلاً در مرحله تکوین نوکلئون باید $|\Omega - 1| < O(10^{-16})$ و در دوره پلانک $|\Omega - 1| < O(10^{-64})$ باشد. این تنظیم ظریف^۱ در شرایط اولیه را مدل استاندارد نمی‌تواند توضیح دهد.

2-2-1 مسئله افق:

افق، فاصله‌ای است که نور می‌تواند از آغاز کیهان (زمان $t = t_*$) تا اکنون طی کند. این

فاصله $D_H(t)$ از روابط زیر بدست می‌آید:

^۱. Fine Tuning

$$D_H(t) = a(t)d_H(t) \quad , \quad d_H(t) = \int_{t_*}^t \frac{dt}{a(t)} \quad (12-1)$$

که $d_H(t)$ مسافت یا فاصله همراه^۱ نام دارد. اگر $t_* = 0$ قرار دهیم و فرض کنیم که در بیشتر زمان‌ها، کیهان ماده غالب بوده از (10-1) خواهیم داشت: $D_H(t) \approx 3t$. از طرفی فوتونهای تابش زمینه کیهانی مربوطاند به دوره جدا شدن ماده از تابش، با زمان مشخص t_{dec} ($\sim 10^5$ سال). افق در زمان جدا شدن ماده از تابش یعنی $D_H(t_{dec}) = a(t_{dec})d_H(t_{dec})$ متناظر است با مسافتی که فوتون می‌توانسته در این زمان رابطه علی با آن داشته باشد. نسبت $d_H(t_{dec})$ به افق ذره در زمان حال، t_0 ، را به صورت زیر می‌توان تخمین زد:

$$\frac{d_H(t_{dec})}{d_H(t_0)} \approx \left(\frac{t_0}{t_{dec}} \right)^{1/3} \approx \left(\frac{10^5}{10^{10}} \right)^{1/3} \approx 10^{-2} \quad (13-1)$$

رابطه (13-1) نشان می‌دهد ناحیه‌ای که فوتون می‌توانسته با آنها رابطه علی داشته باشد نسبت به ابعاد کل کیهان کوچک است. اما تابش زمینه کیهانی که به صورت تقریباً همگن از تمام نواحی کیهان مشاهده می‌شود ما را به این نتیجه می‌رساند که کل کیهان در یک تعادل گرمایی قرار دارد که این مشاهده با رابطه علی نداشتن بخشهای زیادی از کیهان، در تناقض است.

1-2-3) مشکل تک قطبی‌ها:

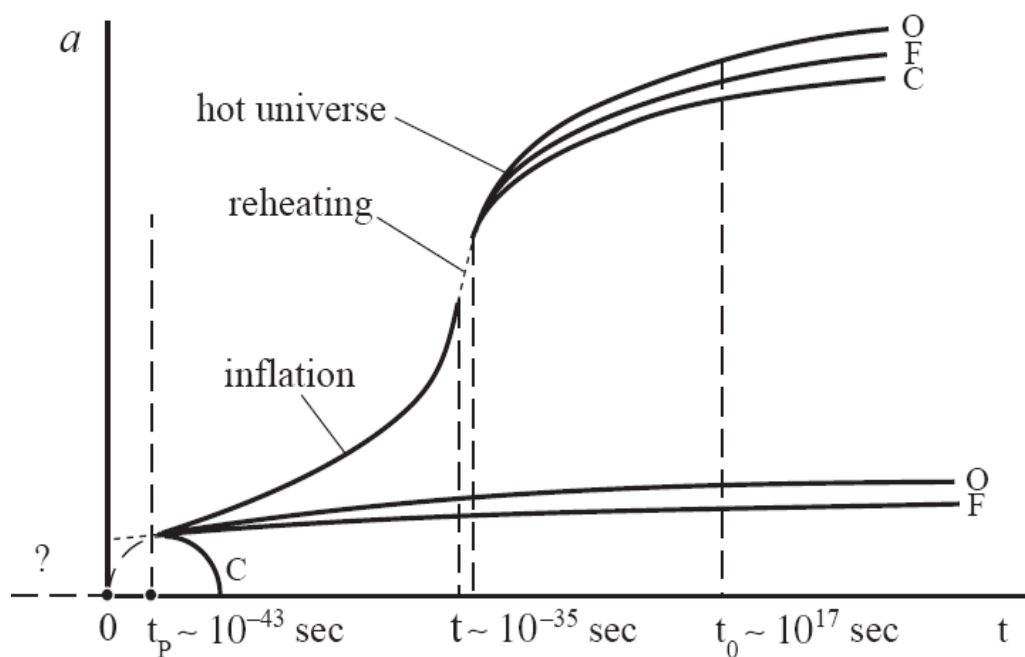
از دیدگاه فیزیک ذرات بنیادی، شکست تقارن منجر به تولید آثاری مانند تک قطبی‌های مغناطیسی و ریسمانهای کیهان می‌شود [24]. همچنین نظریه ریسمان پیش‌بینی می‌کند که ذرات ابر تقارنی مانند گراویتینو^۲ وجود داشته باشند.

اگر این ذرات در مراحل اولیه آغاز جهان وجود داشته باشند، چگالی انرژی آنها بصورت a^{-3} نزول می‌کند (چگالی انرژی ماده). اما چون چگالی انرژی تابشی بصورت a^{-4} در دوره تابش غالب افت می‌کند، این آثار می‌تواند تبدیل به مواد غالب در کیهان شوند که بوضوح با مشاهدات سازگاری ندارد.

^۱ . Comoving Distance
^۲ . Gravitino

3-1) ایده اولیه برای حل مشکلات: تورم.

همانطور که اشاره شد در مدل استاندارد همواره $\ddot{a} < 0$ است و این باعث بروز مشکلاتی در این مدل می‌شود. برای حل مسئله فرض می‌کنیم که در مرحله‌ای از جهان $\ddot{a} > 0$ بوده است. از (1-1) نتیجه می‌گیریم که در صورت وجود این شرط در این مرحله باید $P < -\rho/3$ باشد. (فشار منفی است). این فرض، کلید حل مشکلات مدل استاندارد است. شکل (1-1) تفاوت کیهان را با و بدون در نظر گرفتن تورم نشان می‌دهد.



شکل 1-1. تغییر در رفتار کیهان با در نظر گرفتن تورم. نمادهای C, F, O به ترتیب نشان‌دهنده کیهان‌های

باز تخت و بسته هستند. شکل از [24]

1-3-1 مسئله تختی کیهان:

با فرض فوق، $a^2 H^2$ در رابطه (8-1) صعودی خواهد بود. در این صورت Ω به سرعت به عدد یک نزدیک می‌شود. پس از پایان تورم، زمانی که فرض $\ddot{a} > 0$ برقرار است، رفتار Ω مانند قبل خواهد بود. اما قبل از آن می‌تواند به اندازه کافی به یک نزدیک شده باشد که بتوان تختی کیهان را در زمان حال توضیح داد.

1-3-2 مسئله افق:

برای حل این مشکل باید داشته باشیم:

$$\int_{t_*}^{t_{dec}} \frac{dt}{a(t)} \gg \int_{t_{dec}}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} \quad (14-1)$$

این بدان معناست که مسافتی را که فوتون، قبل از جدا شدن تابش از ماده می‌پیماید باید خیلی بیشتر از مسافتی باشد که بعد از آن می‌پیماید. در صورت وجود این اتفاق، قسمت‌های مختلف کیهان می‌توانستند با هم رابطه علی داشته باشند و پس از مدتی که به تعادل رسیدند این رابطه قطع شده باشد. محاسبات نشان می‌دهد که باز هم با فرض $\ddot{a} > 0$ این نتیجه قابل حصول است، در صورتی که کیهان در زمان تورم e^{70} برابر شود.

1-3-3 مشکل تک قطبی‌ها:

در زمان تورم ($\rho + 3P < 0$) چگالی انرژی کیهان به کندی افت می‌کند. مثلاً اگر کیهان بصورت $P > 1$, $a \propto t^P$ ، منبسط شود، خواهیم داشت $H \propto t^{-1}$, $\rho \propto a^{-2/P}$ ، اما همانطور که قبلاً اشاره شد تک قطبی‌ها بصورت a^{-3} افت می‌کنند و بنابراین خیلی زود در زمان تورم، چگالی آنها کم خواهد شد.

4-1) دینامیک تورم:

فرض می‌کنیم عامل ایجاد تورم، یک میدان اسکالر ϕ ، که آنرا اینفلیتون^۱ می‌نامیم است.

میدان را همگن فرض می‌کنیم. بنابراین لاگرانژی توصیف کننده این میدان بصورت زیر است:

$$L = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 - V(\phi) \quad (15-1)$$

که $V(\phi)$ پتانسیلی است که میدان در آن قرار دارد. تانسور انرژی-تکانه از روی لاگرانژی با رابطه زیر بدست می‌آید:

$$T^{\mu}_{\nu} = \partial^{\mu} \phi \partial_{\nu} \phi - L g^{\mu}_{\nu} \quad (16-1)$$

از طرفی با فرض اینکه میدان ϕ در واقع یک سیال کامل است، این تانسور، یک تانسور قطری بصورت زیر خواهد بود:

$$T^{\mu}_{\nu} = \text{diag}(\rho, -P, -P, -P) \quad (17-1)$$

از مقایسه دو رابطه اخیر می‌توان روابطی برای چگالی انرژی و فشار سیستم نوشت:

$$\rho = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi) \quad , \quad P = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 - V(\phi) \quad (18-1)$$

با جایگذاری (18-1) در (5-1) و (6-1) داریم:

$$H^2 = \frac{8\pi}{3m_{PL}^2} \left[\frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi) \right] \quad (19-1)$$

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + V'(\phi) = 0 \quad (20-1)$$

که علامت پرایم مشتق نسبت به ϕ است. همچنین از جمله مربوط به انحنا، $\frac{K^2}{a^2}$ صرف نظر کردیم.

برای داشتن تورم از (18-1) داریم $\dot{\phi}^2 < V(\phi)$. که این شرط باید در مدت زمان کافی

وجود داشته باشد تا تورم موثری رخ دهد. در اینجا از تقریبی که به غلطش کند^۲ معروف است استفاده

^۱ Inflaton
^۲ Slow Roll

می کنیم. در این تقریب $V(\phi) \ll \frac{1}{2}\dot{\phi}^2$ و $\ddot{\phi} \ll 3H\dot{\phi}$ است. در این صورت (19-1) و (20-1)

تبدیل می شوند به:

$$H^2 \approx \frac{8\pi}{3m_{pl}^2} V(\phi) \quad (21-1)$$

$$3H\dot{\phi} \approx -V'(\phi) \quad (22-1)$$

با استفاده از دو رابطه اخیر، می توان تقریب غلطش کند را بصورت معادل زیر نوشت:

$$\varepsilon \ll 1 \quad , \quad |\eta| \ll 1 \quad (23-1)$$

که:

$$\varepsilon(\phi) = \frac{m_{pl}^2}{16\pi} \left(\frac{V'}{V}\right)^2 \quad , \quad \eta(\phi) = \frac{m_{pl}^2}{8\pi} \frac{V''}{V} \quad (24-1)$$

5-1 مدل‌های تورم:

برای ادامه باید پتانسیلی که میدان در آن قرار دارد را معین کرد. برای تورم مدل‌های بسیار زیادی با انتخاب‌های گوناگونی از پتانسیل $V(\phi)$ ارائه شده است. اما بطور کلی می توان تمام آنها را به سه دسته تقسیم کرد. دسته اول، مدل‌های میدان بزرگ^۱ هستند که در آنها میدان از مقدار اولیه بزرگ به سمت کمینه پتانسیل که در ناحیه میدانهای کوچک قرار دارد حرکت می کند (شکل (2-1)). دسته دوم مدل‌های میدان کوچک هستند که میدان، مقدار اولیه کوچک دارد و به سمت کمینه پتانسیل در میدانهای بزرگتر می غلطد (شکل (3-1)). دسته سوم، مدل‌های دوتایی^۲ هستند که در آنها تورم با گذار فازی که ناشی از وجود میدانی ثانویه است پایان می پذیرد (شکل (4-1)). در این بخش بطور مختصر هر سه دسته از مدلها را با ذکر مثالهایی بررسی می کنیم.

^۱ Large Field Models
^۲ Small Field Models