



دانشکده علوم  
گروه فیزیک

پایان نامه جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد رشته فیزیک  
گرایش نظریه میدانهای کوانتومی

تحت عنوان  
**کیهان شناسی تورمی**

استاد راهنما :  
دکتر صمد بهروزی

استاد مشاور :  
دکتر محمدوحید تکوک

نگارش :  
سمانه بایسته

اسفند ماه ۱۳۸۸

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

« بَدِيعُ السَّمَوَاتِ وَالْأَرْضِ وَإِذَا قَضَىٰ أَمْرًا فَإِنَّمَا يَقُولُ لَهُ كُنْ فَيَكُونُ »

سوره بقره، آیه ۱۱۷

کلیه حقوق مادی مترتب بر نتایج مطالعات،  
ابتکارات و نوآوری های ناشی از تحقیق موضوع این پایان نامه  
متعلق به دانشگاه رازی است.

خدا را دیدی  
تو اگر در پیش باغ  
همست که در و بوی  
ماهی ما حوضش  
زنبی آب است...

الهی! می‌سایمت که زمینده‌تسایشی، می‌پرستم که سزاوار پرستشی، نیاز از تومی جویم که سرچشمه‌گراست و جودی.  
پروردگارا! پهنه‌ستی جلوه‌گاه‌جمال توست و سگوه‌خلقت منظر جلال تو و جهان آینه‌دار جمال تو و انسان جلوه‌گاه‌کمال تو... .

پاس‌تورا که نور شناخت بر قلبم تابانیدی و شکر ت را بر وجودم الهام نمودی، پاس‌تورا که در سایه‌سار لطف تو ان تکلم دادی  
تا ندکی در عظمت آفرینشت بیندیشم و هرگز رایم نگردی... .

پاس‌تورا که رحمت بی‌کرانت را در داشتن خانواده‌ای فهیم و مهربان به من عطا نمودی، آنان که بهواره‌باشمانی پر مهر و آغوشی  
باز پذیرای قلب ناآرامم بودند، بر من است که از آنها به پاس‌تومی مهر و راهنماییشان قدر دانی کنم.

پاس‌تورا که عشق آسانی‌ات را در کالبدی زمینی به من ارزانی داشتی، به‌سری‌فداکار و صبور. به‌رای‌باو محبتش را ارج می‌نم  
و قدر دان حیات باو به‌رای‌بایش، بستم.

از استاد راهنمای بزرگوارم آقای دکتر صد به‌روزی بابت همه آنچه از دانسته‌ها که به من آموختند سپاسگزارم.

از استاد مشاور گرامیم آقای دکتر محمد وحید تلوک به خاطر تمام اوقاتی که برای آموزش در اختیار من قرار دادند سپاسگزارم می‌کنم که آموخته‌های من  
از ایشان نه تنها درس علم بلکه درس اخلاق نیز بود.

از اساتید ارجمند آقای دکتر اردشیر رابعی و آقای دکتر شهریار روحانی که به عنوان اساتید متحن در جلسه دفاعیه ام حضور یافتند کمال شکر را دارم.

مهربانای پاس‌تورا که زیبایی‌های آفرینش را برابرگزیدی و یکی از این زیبایی‌ها دوستانی است بهتر از آب روان. صادقانه‌ترین سپاسم را به‌می‌کنم  
به آنان که مهرشان و لطفشان به‌واره‌بدرقه‌راهم بود.

پاس‌تورا، پاسی به اندازه آنچه هست، پاسی چند برابر آنچه هست، جاویدان و بهیگی تار و زرتا خیز. پاس بی‌کران... .

پیشکش بہ

آیہ ہامی زیبای آفرینش

پدر و مادر عزیز تر از جانم

پیشکش بہ

آئینہ بی زخار زندگیم

ہمسر مہربانم

## چکیده

قبل از آغاز دهه ۱۹۷۰، شاهد پیشرفت چشمگیری در توسعه کیهانشناسی بوده ایم، که با نظریه هایی در مورد مراحل فیزیکی تحول در عالم نخستین آغاز شد و با کشف یک سری از مشاهدات به اوج خودش رسید. بیشتر کیهانشناسان مدرن بر این موضوع توافق دارند که پیشرفت سریع و جدید در کیهان مشاهده پذیر روی مدل استاندارد کیهانشناسی واقع شده است. به عبارت دیگر این همان نظریه ای است که اغلب به عنوان نظریه انفجار بزرگ داغ نیز نامیده می شود. در سال ۱۹۲۹ توسط هابل کشف شد که عالم در حال انبساط است. آنچه در این نظریه بیان می شود این است که ویژگیهای فیزیکی عالم در طول زمان کیهانی با کاهش سریعی از چگالی و دمای عالم به سرعت تحول یافته اند. مدل استاندارد کیهانشناسی اگرچه توانست از عهده توصیف بسیاری از مشاهدات برآید، اما با مشکلاتی نیز مواجه شد. نظریه تورمی به عنوان راه حلی برای این مشکلات پیشنهاد شد. نظریه تورمی به ما اجازه می دهد تا بفهمیم چرا عالم ما بسیار همگن و تخت است، چرا بخشهای مختلف آن انبساط خود را همزمان آغاز کرده اند. بر طبق این نظریه، عالم در مراحل بسیار نخستین از تحول خودش به سرعت منبسط شده (متورم شده) و در یک حالت شبه خالص به آهستگی تغییر کرده است. تمام ذرات بنیادی پیرامون ما به عنوان نتیجه ایی از متلاشی شدن حالت شبه خالص در پایان تورم هستند. کیهانشناسان به دلیل رشد اختلالات چگالی پدیدار می شوند، که از اُفت و خیزهای کوانتومی ایجاد شده و توسعه یافته در طول تورم بوجود آمده اند. یکی از ابزارهای تقریباً مفید که می توان برای تست پیش بینی های انواع مختلف نظریه تورمی به کار برد، بررسی ناهمسانگردی تابش زمینه کیهانی (CMB) می باشد. برای فهم مرحله شکل گیری و ساختار بزرگ - مقیاس عالم باید نظریه تولید اختلالات در طول تورم مورد مطالعه قرار گیرید. با بررسی طیف این اختلالات می توان به نتایج دلخواه رسید.

از آنجایی که موضوع اصلی این پایان نامه کیهانشناسی تورمی است و از طرف دیگر چون در ابتدا این مدل برای حل مشکلات مدل استاندارد پیشنهاد شد، از اینرو در فصل اول چارچوب کلی و معادلات مورد نیاز برای فهم بهتر مطالب فصول بعد و مدل تورمی، بیان می شود. در ادامه مدل تورمی قدیم، جدید و آشفته و نقاط قوت و ضعف آنها در فصل دوم بررسی خواهد شد. اختلالات تولید شده در طول تورم و ارتباط آنها با ساختار بزرگ مقیاس عالم که یکی از مسائل بسیار مهم کیهانشناسی تورمی است موضوع مورد بحث در فصل سوم می باشد. و در پایان طیف اختلالات با روش متفاوتی از آنچه در فصل سوم به آن پرداخته شده است محاسبه می شود. یعنی طیف اختلالات در کوانتس فضای کرین. این روش در واقع یک ابزار بازبهنجارش طبیعی است که باعث می شود واگرایی ها و بینهایت های ظاهر شده در روشهای دیگر به طور خود به خود برطرف شود. فصل چهارم به بررسی این موضوع اختصاص یافته است.

## فهرست مطالب

صفحه	عنوان
۱	فصل اول: از کیهانشناسی استاندارد تا کیهانشناسی تورمی
۲	۱-۱) مقدمه
۳	۲-۱) تئوری عالم داغ
۹	۳-۱) بعضی ویژگیهای مدل فریدمن
۱۳	۴-۱) مشکلات مدل استاندارد کیهانشناسی
۱۳	۱-۴-۱) همگنی
۱۵	۲-۴-۱) همواری
۱۶	۳-۴-۱) تک قطبی مغناطیسی
۱۷	فصل دوم: کلیاتی از پیشرفتهای سناریوی تورمی
۱۸	۱-۲) سناریوی عالم تورمی
۲۵	۲-۲) تورم آشفته
۲۵	۱-۲-۲) مدل پایه
۲۶	۲-۲-۲) شرایط اولیه
۲۸	۳-۲) حل مسائل کیهانشناسی
۲۹	۴-۲) تورم آشفته در مقابل تورم جدید
۳۱	فصل ۳: کیهانشناسی تورمی و اختلالات اولیه کیهانی
۳۲	۱-۳) مقدمه
۳۲	۲-۳) ساختار مشاهده شده عالم
۳۳	۳-۳) ناپایداری گرانشی
۳۳	۴-۳) سرچشمه ساختار
۳۴	۵-۳) اختلال مربوط به تابش زمینه
۳۶	۳-۵-۱) بعضی مفاهیم آماری
۳۸	۳-۵-۲) تابع انتقال
۳۹	۳-۵-۳) طیف توانی
۳۹	۳-۵-۴) تابع همبستگی و هارمونیکهای کروی
۴۲	۶-۳) طیف اختلال میدان



۴۳----- (۷-۳) اختلال انحناء و اختلال تورمی

۴۴----- (۱-۷-۳) فرم <sup>۵</sup>ک

۴۶----- فصل چهارم: محاسبه توان طیفی در کوانتس فضای کرین

۴۷----- (۱-۴) مقدمه

۴۸----- (۲-۴) یادآوری

۴۸----- (۱-۲-۴) کوانتس در فضای هیلبرت

۴۹----- (۲-۲-۴) کوانتس در فضای کرین

۵۱----- (۳-۴) طیف میدان اسکالر و اسکالر انحناء در فضای دوسيته

۵۳----- (۴-۴) طیف میدان اسکالر در فضای کرین

۵۴----- (۱-۴-۴) منظر اول

۵۴----- (۲-۴-۴) منظر دوم

۵۵----- (۵-۴) طیف توانی اختلالات اسکالر انحناء در فضای کرین

۵۹----- (۱-۵-۴) طیف توانی در تقریب غلتش آرام

۶۱----- نتیجه گیری

#### پیوست ها

۶۳----- پیوست (الف)

۶۸----- پیوست (ب)

۷۱----- پیوست (ج)

۷۵----- پیوست (د)

۸۰----- مراجع

## شکل ها

## عنوان

## صفحه

- شکل (۱-۱) تحول ضریب مقیاس در عالم فریدمن ----- ۵
- شکل (۲-۱) رویدادهای تاریخچه گرمایی ----- ۹
- شکل (۳-۱) تفاوت افق ذره و افق رویداد ----- ۱۲
- شکل (۴-۱) منحنی نشان دهنده مشکل همگنی ----- ۱۵
- شکل (۵-۱) منحنی نشان دهنده مشکل همواری ----- ۱۶
- شکل (۱-۲) منحنی های نشان دهنده رفتار اندازه عالم ----- ۱۹
- شکل (۲-۲) نمودار نشان دهنده تصحیح تصویر قدیمی مدل فریدمن ----- ۲۰
- شکل (۳-۲) مراحل اصلی در تحول ناحیه تورمی از عالم ----- ۲۴
- شکل (۴-۲) نمودار حرکت میدان اسکالر در نظریه ایی با  $V(\phi) = \frac{m^2}{2}\phi^2$  ----- ۲۶
- شکل (۵-۲) طرحی از چگونگی متورم شدن عالم ----- ۲۹
- شکل (۱-۳) نمودار ناپایداری گرانشی ----- ۳۳
- شکل (۲-۳) طرحی از چگونگی رشد مقیاس هابل در طول دوره تورمی ----- ۳۵
- شکل (۳-۳) طیف اختلال دما ----- ۳۵

# فصل اول

از کیهانشناسی استاندارد تا کیهانشناسی تورمی

## ۱-۱) مقدمه

علم کیهانشناسی به مطالعه عالم در مقیاس بزرگ می پردازد. در واقع این مقیاس شامل فواصلی از مرتبه ی بلیون ها سال نوری می باشد، در چنین فواصل بزرگی می توان عالم را همگن<sup>۱</sup> فرض کرده و آن را مملو از یک شاره در نظر گرفت. هدف اصلی کیهانشناسی درک کلی از سرتاسر عالم می باشد و برای رسیدن به این درک باید تحول عالم را مورد مطالعه قرار داد.

به شرط آنکه عالم را در مقیاس های به اندازه کافی بزرگ مشاهده کنیم، می بینیم که آن در دامنه ی وسیعی همسانگرد<sup>۲</sup> است. اگر فرض شود که موقعیت ما در عالم، یک موقعیت خاص نیست؛ آنگاه این همسانگردی دلالت دارد بر اینکه عالم، همگن هم می باشد. فرض اینکه عالم ما همگن و همسانگرد است به این معناست که تحول آن می تواند به صورت یک ابر سطح فضا گونه ی وابسته ی به زمان نمایش داده شود. از اینرو می توان مراحل تحول آن را در زمان های مختلف پیش بینی کرد. همگنی یعنی اینکه شرایط فیزیکی در هر نقطه ای از سطح داده شده مشابه است (ناوردایی تحت انتقال) و همسانگردی یعنی هنگامیکه یک نقطه ی مفروض روی سطح در هر جهت دلخواه رؤیت شود شرایط فیزیکی همسان خواهد بود (ناوردایی تحت چرخش). همسانگردی در هر نقطه به طور خود کار، همگنی را نیز در بر دارد، اگرچه همگنی ضرورتاً بر همسانگردی دلالت ندارد. به عنوان مثال، می توان عالم همگنی را در نظر گرفت که در یک جهت منقبض و در دو جهت دیگر منبسط شود، چنین عالمی با اینکه همگن است، همسانگرد نیست.

روش نیوتنی که برای رفتار عالم همگن و همسانگرد استفاده می شد، کامل نبود. این روش تنها برای ماده ی تقریباً بدون فشار، در مقیاس های کوچکی که در آن سرعت های نسبی ناشی از انبساط در مقایسه با سرعت نور کوچک است، کاربرد داشت. در کیهانشناسی نیوتنی هندسه فضا تخت در نظر گرفته می شود و ضریب مقیاس عالم که مقیاسی است از انبساط آن، تفسیر هندسی ندارد. اما نسبیت عام به کمک بشر آمد و توصیف آن از تحول عالم با مشاهدات به خوبی سازگار بود. این نظریه ماده نسبیتی را با هر معادله حالتی توصیف می کند. در واقع این نظریه به مقیاسهای به دلخواه بزرگ مربوط است. بر طبق این نظریه محتوای ماده، هندسه ی عالم را مشخص می کند. یکی از نظریه هایی که در چارچوب نسبیت عام به خوبی از عهده توصیف تحول عالم برآمده است، نظریه استاندارد کیهانشناسی است.

از آنجائی که مدل انفجار بزرگ استاندارد<sup>۳</sup> با اغلب مشاهدات در عالم سازگار است، مدل پذیرفته شده ای می باشد. امروزه، نظریه تورمی به طور طبیعی موفقیت های به دست آمده از مدل انفجار بزرگ استاندارد را در

<sup>۱</sup> Homogeneous

<sup>۲</sup> Isotropic

<sup>۳</sup> Big Bang Standard Model

بر می گیرد، بنابراین فعلاً رقیبی در این باره برای آن وجود ندارد. از این رو، نقطه شروع کار در این فصل مدل انفجار بزرگ استاندارد خواهد بود تا نهایتاً با مقدماتی در مورد نظریه تحول عالم در مراحل نخستین بتوان در مورد نظریه تورمی صحبت کرد. به طور خلاصه، مدل انفجار بزرگ استاندارد پیشنهاد می کند که عالم حدوداً ۱۵ بیلیون سال پیش با توزیع همگن و همسانگردی از ماده، تحت دما و چگالی بسیار بالا پدیدار شده، و سپس منبسط و سرد شده است. در همین راستا اغلب کیهانشناسان امروزی توافق دارند که پیشرفت سریع و تازه ی علم در کیهان مشاهده پذیر روی مدل استاندارد کیهانشناسی قرار گرفته است، همان نظریه ایی که اغلب به عنوان سناریوی انفجار بزرگ داغ<sup>۱</sup> به آن اشاره می کنند.

در ۱۹۲۹ هابل با مشاهده کهکشان های مجاور متوجه شد عالم در حال انبساط است، این کشف توجه بسیاری از اخترشناسان را به خود جلب کرد و منجر به این ایده شد که عالم از یک انفجار آغازین، از یک «انفجار بزرگ» متولد شده است. ویژگیهای فیزیکی عالم به سرعت در طول زمان کیهانی به علت کاهش سریع چگالی و دمای عالم، تحول یافته اند.

کشف امواج زمینه<sup>۲</sup> توسط پنزیاس و ویلسون<sup>۳</sup> در ۱۹۶۵ می تواند به عنوان تاریخ تولد کیهانشناسی جدید تلقی شود. همانطور که اشاره شد این مدل پیشنهاد می کند که عالم با توزیع همگن و همسانگردی به وجود آمده است، از اینرو اگر عالم همگن باشد، متریک آن تقریباً به طور موضعی تخت است. بنابراین صحبت از ویژگیهای کلی متریک عالم مشاهده پذیر منطقی است. اگر در کیهانشناسی استاندارد ویژگیهای کلی عالم با زمان تحول پیدا کند، عالم با این شرایط همگن و همسانگرد می باشد، و این در چارچوب نسبیت عام<sup>۴</sup> دلالت دارد بر اینکه متریک عالم باید شبیه متریک فریدمن-روبرتسون-واکر<sup>۵</sup> باشد، و همچنین اجازه می دهد تا عالم تحت سرعتی که با دقت به چگالی عالم وابسته است، منبسط شود. در ادامه، با توصیف متریک فریدمن نظریات مربوط به تئوری عالم بسط داده می شود و این مطلب نقطه شروع کار در بخش بعد می باشد.

## ۲-۱) تئوری عالم داغ

دو مرحله مهم در توسعه کیهانشناسی جدید وجود داشته است. اولین آن در دهه ۱۹۲۰ آغاز شد، هنگامیکه فریدمن تئوری نسبیت عام را برای بیان نظریه ای در مورد عالم در حال انبساط همگن و همسانگرد با متریک زیر به کار برد:

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

<sup>1</sup> Hot Big Bang Scenario

<sup>2</sup> Cosmic Microwave Background

<sup>3</sup> Penzias and Wilson

<sup>4</sup> General Relativity

<sup>5</sup> Freidman – Robertson – Walker Metric

در اینجا مقادیر مختلف  $k$ ، مربوط می شود به عالم فریدمن بسته، باز و تخت<sup>۱</sup> و به صورت زیر مشخص می شود:

$$k = \begin{cases} -1 & \text{عالم فریدمن باز} \\ 0 & \text{عالم فریدمن تخت} \\ +1 & \text{عالم فریدمن بسته} \end{cases}$$

و  $a(t)$  شعاع جهان یا با دقت بیشتر ضریب مقیاس<sup>۲</sup> آن است (اندازه کلی عالم ممکن است بینهایت باشد). علت اینکه برای  $k=0$  این متریک، عالم تخت را توصیف می کند این است که، وقتی  $k=0$  متریک (۱-۱) می تواند به شکل زیر نوشته شود:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) (dx^2 + dy^2 + dz^2) . \quad (۲-۱)$$

بخش فضایی متریک، در هر لحظه یک فضای اقلیدسی<sup>۳</sup> (تخت) سه بعدی معمولی را توصیف می کند، و هنگامیکه  $a(t)$  ثابت است (یا به آهستگی تغییر می کند، همانطور که عالم ما در حال حاضر این چنین است)، متریک فوق عالم تخت فضای مینکوفسکی<sup>۴</sup> را توصیف می کند.

برای  $k = \pm 1$  تفسیر هندسی بخش فضای سه بعدی (۱-۱) به این صورت می باشد. برای  $k = +1$  (یک عالم بسته)، تحت هر زمان داده شده  $t$ ، قسمت فضایی یک کره  $S^3$  می باشد که در یک فضای چهار بعدی فرعی  $(x, y, z, \tau)$  جاسازی شده است. مختصات روی این کره توسط رابطه زیر به هم مربوط می شود:

$$x^2 + y^2 + z^2 + \tau^2 = a^2(t) . \quad (۳-۱)$$

متریک روی پوسته کره می تواند به صورت زیر نوشته شود:

$$dl^2 = a^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1-r^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \right] , \quad (۴-۱)$$

در اینجا  $(r, \theta, \phi)$  مختصات کروی روی سطح کره  $S^3$  می باشند.

برای  $k = -1$  (یک عالم باز)، تحت  $t$  ثابت، قسمت فضایی پوسته یک هیپربولیک است:

$$x^2 + y^2 + z^2 - \tau^2 = a^2(t) . \quad (۵-۱)$$

تحول ضریب مقیاس  $a(t)$  توسط معادلات انیشتین<sup>۵</sup> داده می شود (پیوست الف):

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi}{3} G (\rho + 3p) a , \quad (۶-۱)$$

<sup>1</sup> closed, open, and flat Friedman universe

<sup>2</sup> Scale Factor

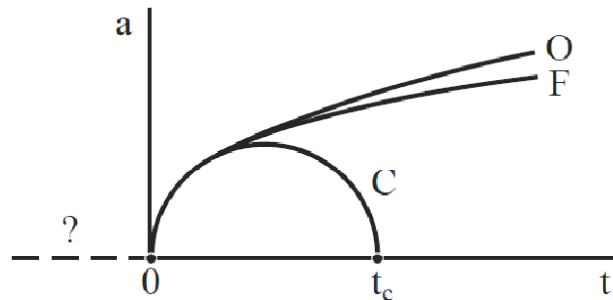
<sup>3</sup> Euclidean

<sup>4</sup> Minkowski

<sup>5</sup> Einstein equations

$$H^2 + \frac{k}{a^2} \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi}{3} G \rho . \quad (7-1)$$

در اینجا  $\rho$  چگالی انرژی ماده در جهان می باشد و  $p$  فشار آن است. ثابت گرانش  $G = M_p^{-2}$  که  $M_p$  جرم پلانک است و  $H = \frac{\dot{a}}{a}$ ، ثابت هابل می باشد، که در اصل تابعی از زمان است. شکل (1-1) تحول ضریب مقیاس را برای سه نوع مختلف عالم فریدمن نشان می دهد.



شکل (1-1): تحول ضریب مقیاس  $a(t)$  برای سه فضای مختلف نظریه عالم فریدمن: باز(O)، تخت(F) و بسته(C) [1].

معادلات (6-1) و (7-1) بر قانون بقای انرژی دلالت دارند که می تواند به شکل زیر نوشته شود [1]:

$$\dot{\rho} a^3 + 3(\rho + p) a^2 \dot{a} = 0 . \quad (8-1)$$

همچنین برای پی بردن به چگونگی تحول عالم نسبت به زمان، نیاز است که معادله حالت معرفی شود، و این معادله حالت در واقع چگالی انرژی ماده را به فشار آن مربوط می کند. می توان به عنوان مثال فرض کرد که معادله حالت ماده در عالم به شکل  $p = \alpha \rho$  داده می شود. از قانون بقای انرژی، می توان نتیجه گرفت که:

$$\rho \sim a^{-3(1+\alpha)} . \quad (9-1)$$

به طور خاص، برای ماده سرد غیر نسبی با  $p = 0$ :

$$\rho \sim a^{-3} , \quad (10-1)$$

و برای یک گاز داغ غیر نسبی متشکل از ذرات بدون برهم کنش با  $p = \frac{\rho}{3}$ :

$$\rho \sim a^{-4} . \quad (11-1)$$

در هر دو مورد (و در اصل برای هر محیطی با  $p > -\frac{\rho}{3}$ )، وقتی که  $a$  کوچک باشد، کمیت  $\frac{8\pi}{3} G \rho$

بزرگتر از  $\frac{k}{a^2}$  می شود. آنگاه از رابطه (۷-۱) می توان دید که برای  $a$  کوچک، انبساط جهان به صورت زیر می شود:

$$a \sim t^{\frac{2}{3(1+\alpha)}}, \quad (12-1)$$

که به طور خاص، برای ماده سرد غیر نسبیتی:

$$a \sim t^{2/3}, \quad (13-1)$$

و برای گاز غیر نسبیتی:

$$a \sim t^{1/2}. \quad (14-1)$$

در هر صورت، بدون توجه به مدل به کار برده شده ( $k = +1, -1$  و  $0$ ) ضریب مقیاس در زمان  $t=0$  از بین می رود، و چگالی ماده در چنین زمانی بینهایت می شود. همچنین می توان نشان داد که در این لحظه، تانسور انحنا  $R_{\mu\nu\alpha\beta}$  به سمت بینهایت می رود [1]. بنابراین علت اینکه چرا نقطه  $t=0$  را به عنوان تکنیگی کیهانی اولیه<sup>۱</sup> می شناسیم همین نکته است (انفجار بزرگ).

یک عالم باز یا تخت تا ابد به انبساط ادامه خواهد داد، از طرف دیگر در یک عالم بسته با  $p > -\frac{\rho}{3}$ ، نقاطی وجود خواهند داشت، که بعد از آن ضریب مقیاس  $a$  کاهش می یابد، و در زمان  $t_c$  نابود می شود و آن هنگامی است که ضریب مقیاس  $a(t)$  در (۷-۱) معادل شود با  $\frac{8\pi}{3}G\rho$  (فشرده گی بزرگ<sup>۲</sup>).

بعد از نیمه دهه شصت میلادی، هنوز مشخص نبود که آیا عالم نخستین داغ بوده است یا سرد. این نقطه عطف نشانه آغاز دوره دوم در توسعه کیهانشناسی مدرن بود، که با کشف پنزیاس و ویلسون (۱۹۶۴-۱۹۶۵) از تابش زمینه امواج  $2.7k$  (که اطلاعات مربوط به آن از نقاط بسیار دور در عالم به ما می رسد) همراه بود. وجود تابش زمینه، که توسط تئوری عالم داغ پیش بینی شده بود، باعث شد این نظریه به طور گسترده ای پذیرفته شود.

برطبق این نظریه، عالم در مراحل اولیه تحول خودش از یک گاز فوق نسبیتی<sup>۳</sup> شامل فوتونها، الکترونها، پوزیترونها، کوارکها، پاد کوارک ها و غیره انباشته شده، در این مرحله نسبت باریونها به پاد باریونها به اندازه کسر کوچکی (حدوداً  $10^{-9}$ ) از تعداد کل ذرات، بیشتر بوده است.

تابش زمینه آشکارسازی شده توسط پنزیاس و ویلسون پیامدی از سرد شدن گاز فوتونی داغ در طول انبساط عالم می باشد. معادله دقیق برای وابستگی زمان به دما در عالم نخستین می تواند به صورت زیر نوشته شود [1]:

<sup>1</sup> initial cosmological singularity

<sup>2</sup> Big Crunch

<sup>3</sup> ultra relativistic gas



$$t = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{45}{\pi N(T)}} \frac{M_P}{T^2} \quad (15-1)$$

در این رابطه،  $M_p$  چگالی پلانک است.  $N(T)$  تعداد مؤثر ذرات نوعی است و به این صورت تعریف می شود:  $N(T) = N_B(T) + \frac{7}{8} N_F(T)$ ، و  $N_B(T)$  و  $N_F(T)$  به ترتیب تعداد بوزونها و فرمیونهای نوعی با جرم  $m \ll T$  هستند.

در مراحل بعدی تحول عالم، ذرات و پاد ذرات توسط یکدیگر نابود شدند، چگالی انرژی گاز-فوتون به طور نسبی به سرعت افت کرد، و توزیع اصلی چگالی ماده به صورت افزایش مقدار باریونها نسبت به پاد باریونها، و به همین میزان افزایش میدانها و ذرات دیگر آغاز شد و همچنین ماده ای که امروزه به عنوان جرم ناپیدا<sup>۱</sup> معروف است در این دوره عالم را فرا گرفت.

بر طبق تئوری های وحدت بزرگ<sup>۲</sup> تحت دماهای بالا، تقارن باید برگردانده شود و این موضوع دلالت دارد بر اینکه تحت دمای خاصی هیچ تفاوتی بین برهم کشهای ضعیف، قوی و الکترومغناطیس وجود ندارد، و کوارکها به آسانی می توانند به صورت لپتونها تغییر شکل دهند؛ از اینرو، چیزی به عنوان بقای عدد باریونی وجود نخواهد داشت. در لحظه  $t_1 \sim 10^{-35}$  sec بعد از انفجار بزرگ، هنگامیکه دما به مقدار  $T_{c_1}$  (که مقدار آن به طور تقریبی  $10^{15} - 10^{14}$  GeV می باشد) افت کرد، اولین گذار در عالم رخ داد و عالم دستخوش اولین شکست تقارنی شد، بعد از این گذار، برهم کشهای قوی از الکتروضعیف و لپتونها از کوارکها جدا شدند، و سرانجام مرحله نابودی مزون ابر سنگین<sup>۳</sup> منجر به تقارن باریونی عالم ابتدایی شد. سپس هنگامی که دما به  $T_{c_2} \sim 10^2$  GeV رسید، یک گذار دوم بوجود آمد، که در این دما تقارن بین برهم کشهای الکترومغناطیس و ضعیف شکسته شد. همچنانکه دما بیشتر از  $T_{c_3} \sim 10^2$  MeV افت می کرد، گذار دیگری نیز رخ داد (یا شاید دو تا از آنها قابل تشخیص اند)، که این گذار با شکل گیری باریونها و مزونها از کوارکها همراه بود. به طور خلاصه میتوان مراحل تحول عالم را بر اساس مدل استاندارد به صورت زیر توصیف کرد (شکل (۱-۲)):

- **آغاز عالم:** تقریباً ۱۵ بیلیون سال پیش، عالم از یک مرحله ی انفجار بزرگ داغ تا حالت سرد شده ی امروزی آغاز شد، و از آن زمان به بعد همواره به پروسه طولانی انبساط و سرد شدن خودش ادامه داده است. پیامد این سرد شدن، حالت غیرمترامی است که امروزه مشاهده می کنیم.
- **بعد از انفجار بزرگ:** در  $10^{-34}$  ثانیه اول، همانطور که از تاریخچه عالم می دانیم، عالم دستخوش یک دوره کوتاهی از انبساط بینهایت سریع شد. این دوره را بعنوان دوره تورم می شناسیم. بعد از این دوره

1 hidden mass  
 2 grand unified theories  
 3 Super heavy - meson

ناهمواریهای عالم هموار شد و به شکل همگن و همسانگردی که امروزه می بینیم درآمد. افت و خیزهای مکانیک کوانتومی در طول این دوره، اثری بصورت چگالی نوسانات روی عالم گذاشت، که سرآغاز اولیه ساختار عالم بود.

▪ **تولید باریونی<sup>۱</sup>**: عالم اولیه ترکیبی از ماده و انرژی بود، که زوجهای ذرات و پادذرات پیوسته در حال خلق و نابودی بودند. در طول سرد شدن عالم، عالم آنقدر سرد شد تا شرایط برای تولید انواع خاصی از ذرات آماده شود. بعد از این نقطه بقایای زوجهای ذرات/پادذرات به سرعت ناپدید شدند و پسماند کمی برای بعد باقی ماند.

▪ **نوکلئوسنتز<sup>۲</sup>**: در طول ۱۰ دقیقه اول یا یک چنین چیزی، عناصر سبک مختلف نظیر دوتریوم (یک ایزوتوپ سنگین هیدروژن)، هلیوم-۳، هلیوم-۴، و لیتیوم-۷، توسط ترکیب پروتونها و نوترونهای آزاد، که در دوره تولید باریونی خلق شده بودند، بوجود آمدند. این پروسه ی شکل گیری عناصر سبک، نوکلئوسنتز انفجار بزرگ گفته می شود.

▪ **عصر بازترکیب<sup>۳</sup>**: بعد از حدوداً ۱۰۰ هزار سال سرانجام عالم به اندازه چند هزار کلون سرد شد، این سرد شدن برای شروع ترکیب هسته و الکترونها و به وجود آمدن اتم ها، کافی بود. این پروسه در طول یک دوره زمانی که عصر بازترکیب نامیده می شود، رخ داد. قبل از بازترکیب، عالم برای نور و سایر تابشهای الکترومغناطیس (که تعداد بزرگی از الکترونهای آزاد تحت پراکندگی نور هستند) کدر بود. بعد از شکل گیری اتمها عالم شفاف شد و حرکت نور در فواصل بسیار بزرگ، از یک سو به سوی دیگر عالم قابل رؤیت، امکان پذیر شد. نور آزاد شده در این زمان همان است که امروزه (بعد از قرمزگرایی<sup>۴</sup> توسط انبساط عالم) به صورت تابش زمینه ی کیهانی (یا شفق گرمایی انفجار بزرگ) مشاهده می کنیم. در این زمان ماده تاریک (ماده ای که توسط رفتار ماده باریونی دگرگون نشده) رُمش درون هاله ها را شروع کرده است.

▪ **عالم امروزی**: کهکشانشها و ستاره ها بعد از چند هزار میلیون سال شروع به شکل گیری کردند، هنگامیکه گاز و غبار باریونی به مرکز هاله های ماده ی تاریک موجود رُمش کردند.

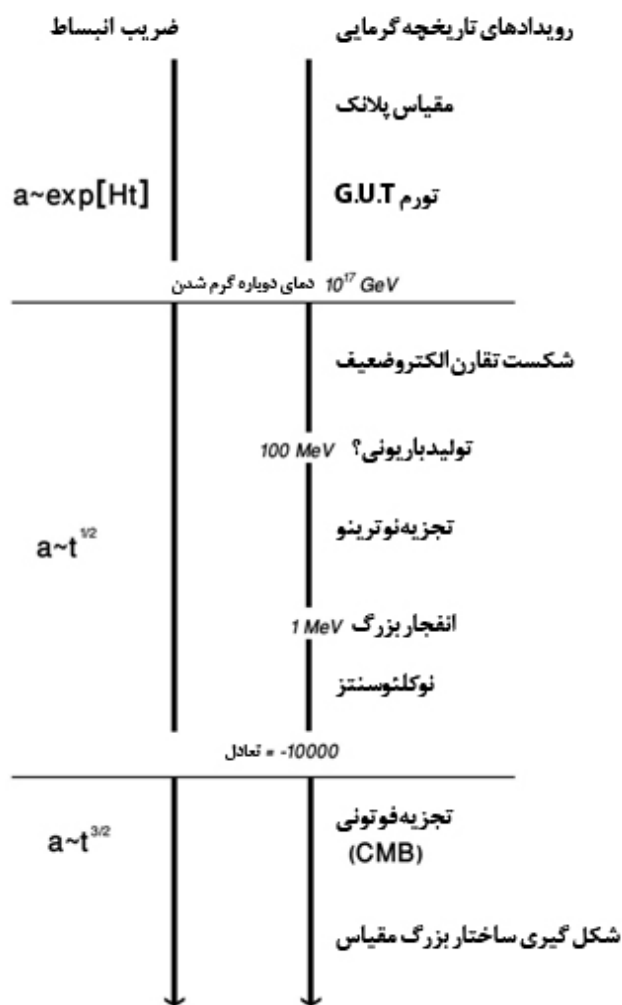
برای درک کافی از مرحله فعلی عالم و شکل آن رویدادهایی که تقریباً در  $10^{10}$  سال پیش رخ داده، یعنی در زمانی حدوداً  $10^{-10}$  ثانیه بعد از انفجار بزرگ، مورد بررسی قرار می گیرد. در ادامه راجع به کمیتهایی که در معادله انیشتین ظاهر شده و مفهوم فیزیکی آنها توضیحاتی ارائه می شود.

<sup>1</sup> Baryogenesis

<sup>2</sup> Nucleosynthesis

<sup>3</sup> Era of Recombination

<sup>4</sup> Redshift



شکل (۱-۲): رویدادهای اصلی که تصور می شود در طول تاریخچه گرمایی عالم رخ داده است (سمت راست) و رفتار ضریب انبساط در طول این مراحل (سمت چپ) [3].

### ۳-۱) بعضی ویژگیهای مدل فریدمن

از آنجا که مدل فریدمن یکی از حلهای معادله انیشتین است می توان در مورد کمیتهای ظاهر شده در این معادله بحث کرد. در ادامه مطرح می شود که پارامتر هابل،  $H = \frac{\dot{a}}{a}$ ، چگالی  $\rho$  و کمیت  $k$  چه مفاهیمی را در بر دارند.

در اولین مراحل تحول عالم (نه خیلی بعد از تکینگی)؛  $H$  و  $\rho$  به طور دلخواهی بزرگ بوده اند. بر همین اساس، معمولا فرض می شود تحت چگالیهای  $\rho \gtrsim m_p^4 \sim 10^{94} \text{ gr/cm}^3$ ، هنگامیکه نوسانات متریک کوانتومی از مقدار کلاسیکی  $g_{\mu\nu}$  بیشتر می شود و فضا-زمان کلاسیکی توصیف مناسبی از عالم را فراهم نمی کند اثرات کوانتوم میدان گرانشی هم مهم می شوند. بنابراین در اینجا بحث به پدیده  $\rho \lesssim m_p^4$  و  $T \lesssim m_p \sim 10^{19} \text{ GeV}$  و  $H < m_p$  محدود می شود. حتی می توان با قراردادن  $10^{17} \text{ GeV} \sim T$  و  $\rho \sim 10^{90} - 10^{92} \text{ gr/cm}^3$  برای معادله انیشتین در یک عالم داغ، این محدودیت را دقیق تر کرد. همچنین در

اینجا نکته با ارزشی وجود دارد، اینکه در یک عالم در حال انبساط، تعادل ترمودینامیکی نمی تواند فوراً برقرار شود، و در صورتی تعادل می تواند سریع برقرار شود که دمای  $T$  به اندازه کافی کم باشد. رفتار غیر تعادلی عالم تحت چگالیهایی از مرتبه چگالی پلانک مسئله مهمی است.

در حال حاضر، مقدار  $H$  و  $\rho$  به خوبی مشخص نیست، به عنوان مثال:

$$H = 100 h \frac{\text{km}}{\text{sec} \cdot \text{Mpc}} \sim h \cdot (3 \cdot 10^{17})^{-1} \text{ sec}^{-1} \sim h \cdot 10^{-10} \text{ yr}^{-1}, \quad (16-1)$$

در اینجا  $h = 0.7 \pm 0.1$  و یک مگاپارسک (Mpc) معادل است با  $3.09 \times 10^{24} \text{ cm}$  یا  $3.26 \times 10^6$  سال نوری). برای یک عالم تخت،  $H$  و  $\rho$  به طور منحصر به فرد به معادله (۷-۱) مربوط می شوند؛ مقدار متناظر  $\rho = \rho_c(H)$  به عنوان چگالی بحرانی عالم معروف است، با توجه به این موضوع که برای  $H$  داده شده، تحت چگالیهای بالاتر عالم باید بسته باشد، و تحت چگالیهای پایین تر باید باز باشد،  $\rho_c$  به صورت زیر معرفی می شود:

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} = \frac{3H^2 M_P^2}{8\pi}, \quad (17-1)$$

و در حال حاضر، چگالی بحرانی عالم به صورت زیر است:

$$\rho_c \approx 2 \cdot 10^{-29} h^2 \text{ g/cm}^3. \quad (18-1)$$

نسبت چگالی واقعی عالم به چگالی بحرانی توسط کمیت  $\Omega$  (که به پارامتر چگالی معروف است) داده می شود:

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c}. \quad (19-1)$$

چگالی  $\rho$  شامل ماده باریونی روشن<sup>۱</sup>، با  $\rho_{LB} \sim 10^{-2} \rho_c$  و ماده تاریک<sup>۲</sup>، که باید چگالی ایی از کمترین مرتبه بزرگی را داشته باشد، می باشد. داده های امروزی دلالت دارد بر اینکه:

$$\Omega = 1.01 \pm 0.02. \quad (20-1)$$

بدینسان فرض اینکه عالم امروزی تخت باشد خیلی دور از واقعیت نیست (در حالیکه برطبق سناریوی عالم تورمی، با دقت زیادی،  $\Omega = 1$ ) از سوی دیگر، همانطور که قبلاً هم دیدیم، عالم نخستین به دلیل مقدار کوچک نسبیتی  $\frac{k}{a^2}$  در مقایسه با  $\frac{8\pi G}{3} \rho$  در معادله (۷-۱) خیلی نزدیک به حالت تخت آغاز شده است. در نتیجه، از اینجا به بعد محاسبات به یک عالم تخت ( $k = 0$ ) محدود می شود.

معادلات (۱۳-۱) و (۱۴-۱) دلالت دارند بر اینکه عالم در دوره ایی از تحول خودش از یک گاز غیر نسبیتی

<sup>1</sup> Luminous Baryon Matter

<sup>2</sup> Dark Matter