دانشگاه سمنان

دانشکده علوم پایه

گروه فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد

تحلیل مدل‌های تورمی در کیهان‌شناسی کلاسیکی

نگارش :

الهام شریفیان

استاد راهنما :

دکتر حسین غفارنژاد

مهر ۱۳۸۹

دانشگاه سمنان

دانشکده علوم پایه

گروه فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد فیزیک

تحت عنوان:

تحلیل مدل‌های تورمی در کیهان‌شناسی کلاسیکی

ارائه شده توسط:

الهام شریفیان

در تاریخ ۲۷ مهر ماه ۱۳۸۹ توسط کمیته تخصصی زیر مورد بررسی و تصویب نهایی قرار گرفت:

۱- استاد راهنما	دکتر حسین غفارنژاد
۲- استاد داور داخلی	دکتر گوهر رستگارزاده
۳- استاد مدعو خارجی	دکتر احمد شریعتی

به نام خداوند بخشنده مهربان

قدردانی

بر خود لازم می‌دانم از زحمات بی‌دریغ و تلاش‌های بی‌وقفه استاد گرامی و بزرگوار، جناب آقای دکتر غفارنژاد در راستای نگارش این پایان‌نامه کمال تشکر و سپاسگزاری را داشته باشم. هم‌چنین از داوران محترم، جناب آقای دکتر شریعتی و سرکار خانم دکتر رستگارزاده که راهنمایی‌های ایشان نقش مؤثری در هر چه بهتر شدن این رساله داشت، تقدیر و تشکر می‌نمایم.

تحلیل مدل‌های تورمی در کیهان‌شناسی کلاسیکی

چکیده

مدل تورمی به منظور تصحیح و تکمیل مدل مهبانگ استاندارد به وجود آمد و دوره کوتاهی از تحول جهان در مراحل آغازین پس از خلقت را توصیف می‌کند. در این پایان‌نامه، دو گروه از مدل‌های تورمی در کیهان‌شناسی کلاسیکی بررسی شده‌اند. گروه اول، مدل‌های تورمی بر پایه نظریه گرانشی اینشتین (نسبیت عام) است و گروه دوم که با جزئیات بیشتری مطالعه شده، مدل‌های تورمی بر پایه نظریه گرانشی برانز- دیک می‌باشد، که ثابت گرانشی در آن متغیر در نظر گرفته می‌شود. مدل تورمی ابزار مهمی در توصیف مراحل اولیه تحول جهان است و ترکیب آن با گرانش برانز- دیک ما را قادر به تصور یک سناریو کیهان‌شناسی قدرتمند می‌کند که می‌تواند جوابی برای سؤال مقادیر نوعی ثابت‌های طبیعی باشد. این مدل را برای چند پتانسیل توانی، دوچاهی و نمایی مورد تحلیل قرار داده، مزیت‌های آن را نسبت به مدل‌های تورمی گروه اول شرح داده‌ایم. نتایج و پیشگویی‌های مدل تورمی ذکر شده، با مشاهدات تجربی تطابق بیشتری دارد.

واژه‌های کلیدی: میدان نرده‌ای – تورم – میدان تورم‌زا – چگالی انرژی – مهبانگ – پارامتر هابل – نسبیت عام – خلاء کاذب – شکست تقارن – گذار فاز – پتانسیل مؤثر – تانسور انرژی-تکانه – نظریه برانز-دیک.

فهرست مندرجات

۱ مدل مهبانگ استاندارد ۱

۱-۱ مدل مهبانگ استاندارد. ۱

۱-۲ معادله شاره. ۴

۱-۳ معادله شتاب. ۴

۱-۴ مشخصه‌های مدل فریدمن. ۶

۱-۵ ثابت کیهان‌شناختی. ۸

۱-۶ مشکلات مدل استاندارد. ۱۰

۲ مدل‌های تورمی ۱۳

۲-۱ گذار فاز و شکست تقارن در نظریه‌های پیمانه‌ای. ۱۳

۲-۲ شکست تقارن ۱۴

۲-۳ ورود تورم. ۱۷

۲-۴ مدل تورمی قدیم (گوت). ۱۸

۲–۵ حل برخی مشکلات مدل استاندارد توسط مدل تورمی. ۲۲
۲–۶ اشکالات مدل تورمی گوت. ۲۴
۲–۷ مدل تورمی جدید. ۲۴
۲–۸ مقایسه مدل جدید با قدیم. ۲۷
۲–۹ مشکلات سناریو جهان تورمی جدید. ۲۹
۲–۱۰ مقدار تورم. ۲۹
۲–۱۱ تورم آشوبناک. ۳۰
۲–۱۲ تورم ابدی. ۳۴
۳ مدل تورمی گسترش‌یافته ۳۷
۳–۱ نظریه گرانشی برانز– دیک. ۳۷
۳–۲ مدل تورمی گسترش‌یافته. ۴۲
۳–۳ خصوصیات مدل تورمی گسترش‌یافته. ۴۵
۴ بررسی مدل تورمی برانز– دیک برای چند پتانسیل مختلف ۴۷
۴–۱ مدل‌های تورمی برانز– دیک ۴۷
۴–۲ مدل تورمی با پتانسیل توانی. ۴۸
۴–۳ شرایط اولیه و نهایی جهان تورمی. ۵۱
۴–۴ معادله پایستگی. ۵۳
۴–۵ گروه‌بندی پتانسیل‌ها. ۵۵
۴–۶ مدل تورمی با پتانسیل دوچاهی. ۵۷
۴–۷ مسیر کلاسیکی میدان‌ها. ۶۰
۴–۸ مدل تورمی با پتانسیل نمایی. ۶۱

۵ خلاصه و نتیجه‌گیری ۶۵
۶ پیوست ۶۶
۷ واژه‌نامه فارسی به انگلیسی ۷۴

فصل۱

مدل مهبانگ استاندارد

۱-۱ مدل مهبانگ استاندارد

مدل مهبانگ داغ استاندارد از زمانی که گاموف در دهه۱۹۴۰ طرح کلی آن را داد، تا به امروز یک نظریه فوق-العاده موفق بوده است. براساس آن، جهان از یک حالت با دما و چگالی نامحدود آغاز شده و مرتباً منبسط و سردتر شده است. برای درک جنبه‌های مختلف تحول جهان در این نظریه، نیاز به فیزیک ذرات بنیادی مدل استاندارد و شرایط اولیه‌ای داریم که باید به دقت انتخاب شوند.

نظریه مهبانگ استاندارد از حل معادلات غیرخطی اینشتین بدست می‌آید. اما معادلات تحول را می‌توان به طور ساده از کیهان‌شناسی نیوتنی هم بدست آورد[۱].

این نظریه بر پایه اصل کیهان‌شناسی[۱] است که می‌گوید جهان باید برای همه ناظران یکسان به نظر آید؛ وما هیچ جایگاه ویژه‌ای در عالم نداریم. در نتیجه جهان باید بسیار همگن و همسانگرد باشد.

فرض همگن بودن جهان به ما اجازه می‌دهد از سیستم مختصات همراه[۲] استفاده کنیم. این سیستم همراه انبساط عالم بزرگ می‌شود. چون انبساط یکنواخت است، ارتباط بین مختصات فیزیکی $\vec{r}$ ومختصات همراه، که ما آن را $\vec{x}$ می‌نامیم، به این‌صورت نوشته می‌شود:

$$\vec{r}= a(t)\,\vec{x} \qquad (۱-۱-۱)$$

---

[۱] Cosmological principle

[۲] comoving

پارامتر $a(t)$ با بعد طول را فاکتور مقیاس گویند؛ چون همه مقیاس‌های طولی با فاکتور یکسان $a(t)$ در جهان رشد می‌کنند. هم‌چنین می‌توان آن را شعاع عالم به حساب آورد. توجه کنید که $a(t)$ تابع x نیست وتنها تابع زمان است، چون از اصل همگنی جهان استفاده کردیم.

برای یافتن معادلات تحول از متریک فریدمن–رابرتسون–واکر[۳] FRW استفاده می‌کنیم، که متریک فضای چهاربعدی منبسط‌شونده در یک چارچوب همراه را معرفی می‌کند:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)\left[\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin\theta^2\, d\varphi^2\right] \qquad (۲\text{-}۱\text{-}۱)$$

ثابت $k = \pm 1,0$ یک تعبیر هندسی دارد. این ثابت انحنای[۴] فضا را نشان می‌دهد. k منفی منطبق بر جهان باز، k مثبت منطبق بر جهان بسته، و$k = 0$ یک جهان تخت را نشان می‌دهد. عبارت "جهان تخت" به این حقیقت اشاره دارد که وقتی $k = 0$ می‌توان متریک را به این شکل نوشت:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)[dx^2 + dy^2 + dz^2] \qquad (۳\text{-}۱\text{-}۱)$$

در هر لحظه بخش فضایی متریک، یک سطح (تخت) اقلیدسی سه بعدی معمولی را توصیف می‌کند؛ وقتی $a(t)$ ثابت است (یا به آهستگی تغییر می‌کند، مثل جهان ما در حال حاضر) متریک جهان تخت، فضای مینکوفسکی را توصیف می‌کند. برای $k = \pm 1$ تفسیر هندسی بخش فضایی سه بعدی متریک FRW پیچیده‌تر است. یک جهان بسته در زمان t ، یک کره S^3 است که در فضای چهاربعدی (x, y, z, τ) قرار دارد. مختصات در این کره:

$$x^2 + y^2 + z^2 + \tau^2 = a^2(t) \qquad (۴\text{-}۱\text{-}۱)$$

متریک روی سطح را می‌توان به این‌صورت نوشت:

$$dl^2 = a^2(t)\left[\frac{dr^2}{1-r^2} + r^2(d\theta^2 + \sin\theta^2\, d\varphi^2)\right] \qquad (۵\text{–}۱\text{–}۱)$$

که r, θ, φ مختصه‌های کروی روی سطح کره S^3 هستند. یک جهان باز در t ثابت، سطح یک هذلولی‌گون[۵] در فضای چهاربعدی است[۱]:

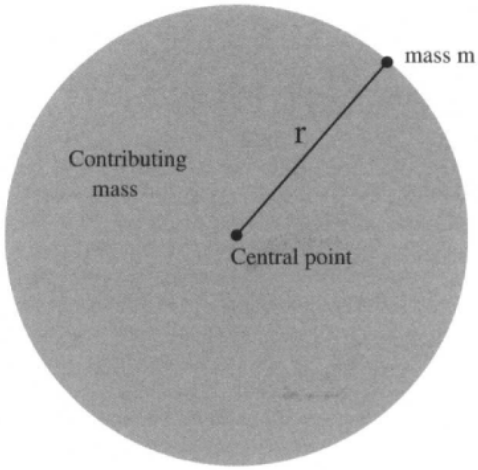
$$x^2 + \mathrm{y}^2 + z^2 - \tau^2 = a^2(t) \qquad (۶\text{–}۱\text{–}۱)$$

ذره‌ای به جرم m را در نظر بگیرید (شکل۱). ناحیه‌ای به شعاع r و مرکز دلخواه o را تصور کنید. جرم m تنها کشش گرانشی جرم کل داخل این ناحیه، M، را احساس می‌کند. اگر چگالی جرمی این ناحیه، یکنواخت و برابر ρ باشد، پتانسیل گرانشی سیستم را می‌توان نوشت:

$$V = -\frac{GMm}{r} = -\frac{4\pi G\rho m r^2}{3} \qquad (۷\text{-}۱\text{-}۱)$$

---

[۳] Friedman-Robertson-Walker
[۴] curvature
[۵] hyperboloid



شکل ۱: ذره در شعاع r تنها کشش گرانشی ناحیه سایه خورده را احساس می‌کند. براساس فرضیه نیوتن، هر جاذبه گرانشی ماده خارج، در نهایت خنثی می‌شود[۱].

اگر سرعت ذره m را با $\dot{r}$ نمایش دهیم (در همه جا منظور از نقطه، مشتق نسبت به زمان می‌باشد)، انرژی جنبشی می‌شود:

$$T = \frac{1}{2}m\dot{r}^2 \qquad (۸\text{-}۱\text{-}۱)$$

و انرژی کل به صورت زیر خواهد بود:

$$U = T + V = \frac{1}{2}m\dot{r}^2 - \frac{4\pi}{3}G\rho r^2 m \qquad (۹\text{-}۱\text{-}۱)$$

در مختصات همراه، معادله بالا به این‌صورت در می‌آید:

$$U = \frac{1}{2}m\dot{a}^2x^2 - \frac{4\pi}{3}G\rho a^2x^2m \qquad (۱۰\text{-}۱\text{-}۱)$$

با معرفی $k = \frac{-2U}{mx^2}$ به معادله تحول فاکتور مقیاس عالم، معادله فریدمن، می‌رسیم (از این به بعد، همه جا از آحادی استفاده می‌کنیم که درآن $\hbar = c = 1$):

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2} \qquad (۱۱\text{-}۱\text{-}۱)$$

چون انرژی کل U پایسته است، کمیت k همواره ثابت است. $H = \frac{\dot{a}}{a}$ پارامتر هابل می‌باشد که به طور کلی تابع زمان است. $G = M_p^{-2}$ ثابت گرانشی است، که $M_p = 1.2 \times 10^{19} Gev$ جرم پلانک در حال حاضر می‌باشد.

۱–۲ معادله شاره

جهان را سیستمی متشکل از شاره در نظر می‌گیریم که قانون اول ترمودینامیک که پایستگی انرژی را نشان می‌دهد، در آن برقرار است:

$$dE + PdV = TdS \qquad (۱-۲-۱)$$

که E انرژی سیستم (جهان)، V حجم، T دما و S آنتروپی آن است. چون از شاره صحبت می‌کنیم، عامل فشار نیز به عنوان یک عامل ترمودینامیکی وارد می‌شود. طبق اصل هم‌ارزی جرم–انرژی اینشتین می‌توان نوشت (در آحادی که پیش از این ذکر شد):

$$E = M = \frac{4\pi a^3 \rho}{3} \qquad (۲-۲-۱)$$

تغییر انرژی برحسب زمان خواهد بود:

$$\frac{dE}{dt} = 4\pi a^2 \rho \frac{da}{dt} + \frac{4\pi}{3} a^3 \frac{d\rho}{dt} \qquad (۳–۲–۱)$$

تغییرات حجم را می‌توان به این شکل نوشت:

$$\frac{dV}{dt} = 4\pi a^2 \frac{da}{dt} \qquad (۴–۲–۱)$$

اگر انبساط عالم را بی‌دررو[۶] فرض کنیم، $dS = 0$، با قرار دادن این روابط در معادله (۱–۲–۱)، به معادله تحول زمانی ρ می‌رسیم که به معادله شاره معروف است و دومین معادله اساسی کیهان‌شناخت نیوتنی است:

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + P) = 0 \qquad (۵–۲–۱)$$

۱–۳ معادله شتاب

اگر از معادله فریدمن نسبت به زمان مشتق گرفته، $\dot{\rho}$ را از معادله شاره و $\dot{a}$ را مجدداً از معادله فریدمن جایگزین کنیم، به معادله غیرمستقلی خواهیم رسید که شتاب فاکتور مقیاس را نشان می‌دهد (پیوست۱)[۱]:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P) \qquad (۱–۳–۱)$$

برای درک چگونگی تحول جهان به معادله حالت نیاز داریم که رابطه چگالی انرژی و فشار را بیان می‌کند. فرض کنید که معادله حالت ماده در جهان شکل $P = \alpha\rho$ را دارد. از معادله شاره بدست می‌آید:

$$\rho \propto a^{-3(\alpha+1)} \qquad (۲–۳–۱)$$

---

[۶] adiabatic

برای ماده غیر نسبیتی سرد که $P = 0$ است، خواهیم داشت (غلبه ماده[۷]):

$$\rho \propto a^{-3} \qquad (۳-۳-۱)$$

و برای یک گاز فرا نسبیتی داغ با ذرات غیربرهم‌کنشی که $P = \frac{\rho}{3}$ است (غلبه تابش[۸]):

$$\rho \propto a^{-4} \qquad (۴-۳-۱)$$

در هر دو مورد (و به طور کلی برای هر محیط با $P > -\frac{\rho}{3}$) وقتی a کوچک است، کمیت $\frac{8\pi G\rho}{3}$ بزرگ‌تر از $\frac{k}{a^2}$ می‌باشد و می‌توان از جمله انحنا صرفنظر کرد. به کمک معادله فریدمن می‌توان فاکتور مقیاس را به این شکل بدست آورد:

$$\left(\frac{a}{a_0}\right) = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{\frac{2}{3(1+\alpha)}} \qquad (۵-۳-۱)$$

که در اینجا a_0 مقیاس عالم در لحظه t_0 است. به طور خاص برای ماده غیرنسبیتی سرد:

$$\left(\frac{a}{a_0}\right) = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{\frac{2}{3}} \qquad (۶-۳-۱)$$

و برای گاز فرا نسبیتی:

$$\left(\frac{a}{a_0}\right) = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (۷-۳-۱)$$

بنابراین بدون در نظر گرفتن مدل استفاده شده ($k = \pm 1,0$)، فاکتور مقیاس در زمان $t \to 0$ به صفر خواهد رفت و چگالی ماده به بی‌نهایت نزدیک خواهد شد. هم‌چنین می‌توان نشان داد که در آن زمان، نرده‌ای ریچی R^{μ}_{μ} به بی‌نهایت می‌رود. به همین دلیل به نقطه $t = 0$، نقطه تکینگی اولیه کیهان‌شناسی مدل مهبانگ می‌گویند. یک جهان باز یا تخت به انبساط خود تا ابد ادامه خواهد داد. اما در جهان بسته با $P > -\frac{\rho}{3}$ ، انبساط وقتی $\frac{1}{a^2}$ مساوی با $\frac{8\pi G\rho}{3}$ شود، پایان می‌گیرد. در نتیجه فاکتور مقیاس a کاهش یافته و در زمان t_c به صفر می‌رسد [۳]. طول عمر یک جهان بسته که با جرم کل M از ماده غیرنسبیتی پر شده است[۹]:

$$t_c = \frac{4MG}{3} = \frac{4M}{3M_p^2} \sim \frac{M}{M_p} \times 10^{-43} \quad \text{s} \qquad (۸-۳-۱)$$

طول عمر یک جهان بسته که با گاز داغ غیر نسبیتی پر شده، ممکن است بر حسب آنتروپی کل جهان بیان شود:

$$S = 2\pi^2 a^3 s \qquad (۹-۳-۱)$$

---

[۷] Matter dominate

[۸] Radiation dominate

[۹] جرم پلانک به این‌صورت تعریف می‌شود: $M_P = \sqrt{\frac{\hbar c}{8\pi G}} = 2.4 \times 10^{18} \ \ Gev$

که S چگالی آنتروپی است. اگر آنتروپی جهان تغییر نکند (انبساط بی‌دررو) که اغلب این‌طور فرض می‌شود، آنگاه:

$$t_c = \left(\frac{32}{45\pi^2}\right)^{\frac{1}{6}} \frac{S^{\frac{2}{3}}}{M_p} \sim S^{\frac{2}{3}} \times 10^{-43} \quad \text{s} \qquad (۱۰-۳-۱)$$

کشف پنزیاس[۱۰] و ویلسون[۱۱] در ۱۹۶۴ آغاز مرحله مهمی در پیشرفت کیهان‌شناسی بود که تابش پس‌زمینه کیهانی را به طور تصادفی یافتند. این تابش از سراسر نقاط آسمان با شدت یکسان دریافت می‌شود. به آن دمای جسم سیاهی برابر $T = 2.735 \pm 0.01 \ K$ نسبت می‌دهند. این تابش تأیید محکمی بر مدل استاندارد بود. بر این اساس جهان در مراحل آغازین تحول، با یک گاز فرانسبیتی متشکل از فوتون‌ها، الکترون‌ها، پوزیترون‌ها، کوارک‌ها، پادکوارک‌ها وغیره پر شده است. تا پیش از 3×10^{12} ثانیه پس از خلقت جهان، دما آن‌قدر بالا بوده است که ماده به شکل پلاسما رفتار می‌کرد. به علت پراکندگی دائم فوتون‌ها توسط الکترون-ها، این پلاسما کدر (غیرشفاف) بوده است. اما از این پس، الکترون‌های آزاد با هسته‌های اتمی ترکیب شده وگازی متشکل از هیدروژن و هلیوم ساختند که نسبت به فوتون شفاف است. بعد از این، فوتون‌ها در خط مستقیم سیر می‌کنند. بنابراین با فوتون‌های تابش پس زمینه کیهانی، می‌توان تصویر عالم در زمان 3×10^{12} ثانیه را دید. مدل مهبانگ یک طیف هموار را برای این تابش پیشگویی می‌کرد. اما پس از بررسی‌های دقیق‌تر روی یافته‌های آشکارسازهای مختلف[۱۲]، افت‌وخیزهای دمایی در طیف مشاهده شد. تابع توزیع طیف این افت‌وخیزها تقریباً گاوسی است با بیشینه فرکانسی در $\nu = 150 \ GHz$.

پس در مدل مهبانگ برای فاکتور مقیاس در ابتدا از معادله (۱-۳-۷) استفاده می‌شود و سپس معادله (۱-۳-۶) که جهان غلبه یافته توسط ماده (بدون تابش) را نشان می‌دهد، به کار می‌رود[۲].

۱-۴ مشخصه‌های مدل فریدمن

۱-پارامتر هابل: پارامتر هابل $H = \frac{\dot{a}}{a}$ که از مهم‌ترین پارامترهای کیهان‌شناسی می‌باشد، آهنگ انبساط جهان را در هر لحظه نشان می‌دهد. مقدار حال حاضر آن را با H_0 نشان می‌دهیم. به طوری‌که:

$$V = H_0 r \qquad (۱-۴-۱)$$

---

[۱۰] Penzias

[۱۱] Wilson

[۱۲] این آشکارسازها شامل دو بالن به نام‌های $BOOMERanG$ و $MAXIMA$ و سه تداخل‌سنج زمینی $DASI$ و VSA و CBI هستند. هم‌چنین داده‌های ماهواره $COBE$ ویافته‌های $WMAP$.

V سرعت دور شدن یک جرم کیهانی و r فاصله آن از ماست. سرعت دور شدن را می‌توان با اندازه‌گیری انتقال به سرخ کهکشان محاسبه کرد و فاصله آن نیز با روش‌های متداول رصدی بدست می‌آید. معمولاً پارامتر هابل برحسب پارامتر دیگری، h، نوشته می‌شود[۱۳]:

$$H_0 = 100\,h \quad \frac{km}{s.Mpc} \qquad (۲-۴-۱)$$

که h مقداری بین ۰ و ۱ خواهد داشت. داده‌های امروزی چنین مقداری را به ما می‌دهند[۲]:

$$h = 0.72 \pm 0.08 \qquad (۳-۴-۱)$$

واضح است که هر چه h کوچک‌تر باشد، مقدار انبساط عالم کمتر است[۱].

۲-پارامتر چگالی Ω: اگر جهان تخت فرض شود یعنی $k = 0$، از معادله فریدمن یک مقدار بحرانی برای چگالی بدست می‌آید:

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} = \frac{3H^2 M_p^2}{8\pi} \qquad (۴-۴-۱)$$

اگر چگالی کل جهان بیش از این مقدار باشد، جهان بسته بوده و اگر کمتر از این مقدار باشد، جهان باز است. در حال حاضر مقدار چگالی بحرانی به صورت زیر تخمین زده می‌شود[۳]:

$$\rho_c \cong 2 \times 10^{-29} h^2 \frac{g}{cm^3} \qquad (۵-۴-۱)$$

نسبت چگالی واقعی جهان به چگالی بحرانی، با پارامتر چگالی به این شکل تعریف می‌شود:

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c} \qquad (۶-۴-۱)$$

چگالی فعلی عالم را متشکل از ماده باریونی درخشان با $\rho_{LB} \cong 10^{-2}\rho_c$ و ماده تاریک می‌دانند که از چگالی با مرتبه بزرگ‌تری برخوردار است. داده‌های تجربی نشان می‌دهد که[۲]:

$$\Omega = 1.01 \pm 0.02 \qquad (۷-۴-۱)$$

بنابراین جهان امروزه چندان دور از تخت نیست.

اگر مقدار چگالی بحرانی (۱-۴-۳) را در معادله فریدمن قرار دهیم، خواهیم داشت (پیوست ۲):

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_c\Omega - \frac{k}{a^2} = H^2\Omega - \frac{k}{a^2} \qquad \Rightarrow \qquad \Omega - 1 = \frac{k}{a^2H^2} \qquad (۸-۴-۱)$$

در واقع پارامتر چگالی را با عدد یک مقایسه می‌کنیم. پس اگر رابطه بالا برابر صفر باشد؛ جهان تخت بوده، $|\Omega - 1| < 0$ جهان باز و $|\Omega - 1| > 0$ جهان بسته را نشان می‌دهد[۴][۱۴].

---

[۱۳] یک پارسک pc برابر است با $3.09 \times 10^{24}\ \ cm$ یا $3.26 \times 10^{6}\ \ yrl$ ، فاصله ایست که در آن یک واحد نجومی برابر یک ثانیه قوس به نظر می‌آید.

۳- سن جهان: پارامتر هابل ابعاد عکس زمان دارد، سن جهان براساس معادله (۱-۳-۷) برای حالتی که با گاز فرانسبیتی پر شده باشد را می‌توان به این‌صورت تعریف کرد:

$$H=\frac{\dot{a}}{a} \quad \text{و} \quad a\propto\left(\frac{t}{t_0}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \rightarrow \quad t\equiv\frac{1}{2H} \tag{۱-۴-۹}$$

اگر همان‌طور که اغلب فرض می‌شود، توزیع اصلی جهان با جرم گمشده به صورت ماده غیرنسبیتی باشد:

$$P=0 \quad \text{و} \quad a=\left(\frac{t}{t_0}\right)^{\frac{2}{3}} \quad \rightarrow \quad t\equiv\frac{2}{3H} \tag{۱-۴-۱۰}$$

سن فعلی جهان بدست می‌آید:

$$t_0\cong\frac{2}{3h}\times 10^{10}\ \ yr \tag{۱-۴-۱۱}$$

$H(t)$ نه تنها سن جهان را تعیین می‌کند، بلکه فاصله افق را نیز نشان می‌دهد (پیوست ۳)[۵].

۴-پارامترکندی[۱۵]: جهان نه تنها در حال انبساط است بلکه آهنگ انبساط آن که با پارامتر هابل داده می‌شود، با زمان تغییر می‌کند. پارامتر کندی راهی برای بیان این تغییر است. بسط تیلور فاکتور مقیاس حول زمان حال را در نظر بگیرید[۱]:

$$a(t)=a(t_0)+\dot{a}(t_0)[t-t_0]+\frac{1}{2}\ddot{a}(t_0)[t-t_0]^2+\cdots \tag{۱-۴-۱۲}$$

اگر بر $a(t_0)$ تقسیم کنیم، ضریب جمله $[t-t_0]$ پارامتر هابل فعلی است:

$$\frac{a(t)}{a(t_0)}=1+H_0[t-t_0]+\frac{1}{2}qH^2[t-t_0]^2+\cdots \tag{۱-۴-۱۳}$$

که تعریف کردیم:

$$q=\frac{\ddot{a}(t)}{a(t)}\frac{1}{H^2}=-\frac{a(t)\ddot{a}(t)}{\dot{a}^2(t)} \tag{۱-۴-۱۴}$$

۱-۵ ثابت کیهان‌شناختی[۱۶]

وقتی اینشتین نسبیت عام را فرمول‌بندی می‌کرد، دریافت که نظریه‌اش برخلاف عالم ساکن[۱۷] در بزرگ مقیاس بود که در آن دوره مورد قبول دانشمندان بود. به منظور داشتن یک عالم ساکن، اینشتین یک ثابت به معادله فریدمن افزود:

---

[۱۴] در چگالی $\rho\geq M_p^4\sim 10^{94}\frac{g}{cm^3}$ اثرات گرانش کوانتومی آن‌قدر مهم می‌شوند که افت‌وخیزهای کوانتومی متریک از مقدار کلاسیکی تجاوز می‌کند و فضا-زمان کلاسیکی دیگر توصیف صحیحی از جهان نمی‌دهد. بنابراین بحثمان را به حالتی محدود می‌کنیم که: $\rho\leq M_{\mathrm{p}}^4$ ، $T\leq M_p\sim 10^{19}Gev$ ، $H<M_p$ و به همین ترتیب.

[۱۵] deceleration

[۱۶] Cosmological constant

[۱۷] Static universe

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (۱-۵-۱)$$

Λ به ثابت کیهان‌شناختی معروف است و دارای ابعاد T^{-2} می‌باشد. (اگر c^2 را هم در معادله وارد کنیم، ابعاد L^{-2} می‌شود). در اصل، Λ می‌تواند مثبت یا منفی باشد. ایده اصلی اینشتین در وارد نمودن ثابت Λ برقراری یک نیروی کشش کیهانی بود، تا ساکن بودن اجرام آسمانی مثل ستاره و کهکشان و خوشه‌های کهکشانی را در بزرگ مقیاس عالم در حضور نیروی جاذبه گرانشی برقرار کند. با در نظر گرفتن Λ ، معادله شتاب (۱-۳-۱) خواهد شد:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P) + \frac{\Lambda}{3} \quad (۲-۵-۱)$$

یک ثابت کیهان‌شناختی مثبت، سهم مثبتی به $\ddot{a}$ می‌دهد، بنابراین به عنوان نیروی پس‌زنی[۱۸] عمل می‌کند. مخصوصاً اگر ثابت کیهان‌شناختی به قدر کافی بزرگ باشد، می‌تواند بر جاذبه گرانشی غلبه کند و منجر به یک جهان شتاب‌دار شود. اگر یک پارامتر چگالی برای ثابت کیهان‌شناختی تعریف کنیم:

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2} \quad (۳-۵-۱)$$

اگر چه Λ ثابت است، اما Ω_Λ به علت متغیر بودن H ثابت نیست. به کمک معادله (۱-۱-۱۱) می‌توانیم بنویسیم:

$$\Omega + \Omega_\Lambda - 1 = \frac{k}{a^2H^2} \quad (۴-۵-۱)$$

و برای یک جهان تخت $k = 0$:

$$\Omega + \Omega_\Lambda = 1 \quad (۵-۵-۱)$$

همان‌طور که می‌بینیم، دو جمله در تغییر چگالی نقش دارند: اولین جمله در پرانتز رقیق‌شدگی[۱۹]چگالی را به واسطه انبساط عالم نشان می‌دهد. و جمله دوم، کاهش انرژی به علت فشار ماده را نشان می‌دهد. البته انرژی هرگز از بین نمی‌رود، انرژی شاره به واسطه کار روی انرژی پتانسیل گرانشی کاهش می‌یابد. معمولاً فرض می‌شود که یک فشار یکتا همبسته با هر چگالی وجود دارد به طوری‌که $P = P(\rho)$ ،چنین رابطه‌ای معادله حالت نامیده می‌شود[۱].

---

[۱۸] Repulsive force

[۱۹] dilution

۱-۶ مشکلات مدل استاندارد

علیرغم موفقیت‌های سناریو جهان داغ استاندارد در توصیف جهان، این سناریو هنوز مشکلاتی داشت که به عدم توافق نظریه با مشاهدات برمی‌گشت. در زیر به تعدادی از آن‌ها اشاره می‌کنیم:

۱- مسئله تکینگی[۲۰]: از معادلات (۱-۳-۵) تا (۱-۳-۷) واضح است که فاکتور مقیاس جهان $a(t)$ در $t \to 0$ به صفر می‌رسد. در نتیجه چگالی انرژی در $t \to 0$ بی‌نهایت بزرگ می‌شود، یعنی حل‌ها نمی‌توانند تا حوزه $t = 0$ ادامه یابند. اما قبل از این "تکینگی" چه بوده است؟ آیا چیزی قبل از $t = 0$ وجود داشته است؟ اگر وجود نداشته، پس جهان از چه چیز ایجاد شده است؟ تولد و مرگ جهان نه تنها یک مسئله فیزیکی است، بلکه به کل علم معاصر برمی‌گردد[۴].

۲- مسئله همگنی و همسانگردی بزرگ مقیاس جهان: جهانی که ما امروزه مشاهده می‌کنیم، گر چه در مقیاس کوچک ناهمگنی‌هایی دارد، اما در بزرگ مقیاس تا حد زیادی همگن و همسانگرد به نظر می‌رسد. اگر جهان اولیه همگن بوده است، و این یکنواختی با انبساط از بین نرفته، همگنی فعلی طبیعی به نظر می‌رسد. اما هیچ دلیلی برای این اعتقاد که جهان اولیه همگن و همسانگرد بوده، وجود ندارد[۶].

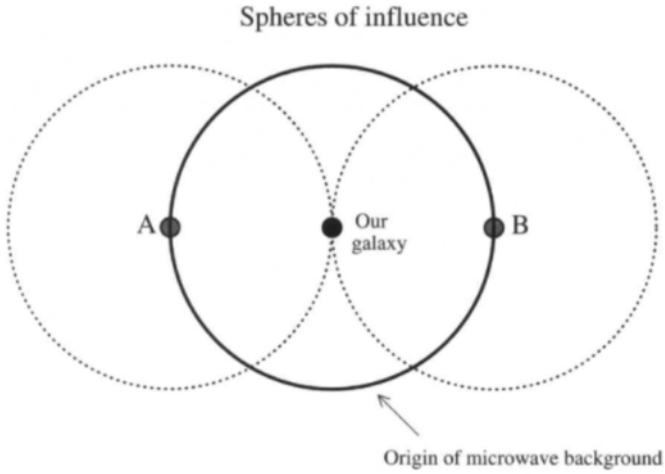
۳- مسئله افق: این مسئله مهم‌ترین مشکل در مدل مهبانگ داغ است و به تبادل اطلاعات بین نواحی مختلف جهان برمی‌گردد. واضح است که در این مدل جهان دارای سن محدودی است، از آن‌جایی که نور تنها مسافت محدودی را در هر زمان می‌تواند طی کند، پس کل مسافتی که نور در مدت عمر جهان طی کرده است واندازه جهان قابل مشاهده را تعیین می‌کند، محدود می‌باشد. پس صرفنظر از اینکه جهان واقعی چقدر بزرگ باشد، شاید حتی نامحدود، ما تنها قادریم بخشی از آن را ببینیم.

یکی از مهم‌ترین خصوصیات تابش پس‌زمینه کیهانی (CMB[۲۱]) این است که شدت آن در هر سوی آسمان یکسان است و در نتیجه جهان همسانگرد به نظر می‌رسد. شدت آن را با طول موجی معادل دمای $T \cong 2.725\ K$ نشان می‌دهند. دمای یکسان، دلیل تعادل گرمایی است.

---

[۲۰] singularity

[۲۱] Cosmic microwave backgraund



شکل ۲: بیانی از مسئله افق. نقاط A و B هیچ ارتباط علیتی با همدیگر ندارند. اما پس تعادل گرمایی آن‌ها ناشی از چیست؟ خط توپر حداکثر ناحیه‌ای را نشان می‌دهد که برای ما قابل مشاهده است[۱].

فرض کنید که ما در مرکز کره ای به شعاع $l\sim\frac{1}{H}$ هستیم که محدوده قابل مشاهده برای ماست. دو نقطه مخالف در آسمان، A وB ، را در نظر بگیرید. براساس تابش ریزموج دریافت شده، این دو نقطه هم‌دما هستند، پس در تعادل گرمایی می‌باشند. اما آن‌ها چگونه به چنین تعادلی رسیده‌اند؟ اگر بخواهند با هم به تعادل برسند، پس باید تبادل اطلاعات (گرما) داشته باشند، اما فاصله آن‌ها از هم $2l$ یعنی دو برابر شعاع قابل مشاهده جهان ماست، پس باید با سرعتی بیشتر از سرعت نور با هم تبادل اطلاعات داشته باشند، که طبق نسبیت خاص امکان‌پذیر نیست[۱].

۵- فراوانی ذرات باقیمانده: همه نظریه‌های وحدت‌یافته، خلق ذرات سنگینی را در فرآیندهای گذار فاز در دمای $T\sim10^{14}-10^{15}\ Gev$ پیشگویی می‌کنند که تک‌قطبی‌های مغناطیسی هوفت-پلیاخوف[۲۲] نامیده می‌شوند. زلدویچ[۲۳] و خلوپوف[۲۴] نشان دادند [۶] که نابودی تک‌قطبی‌ها فرآیندی بسیار طولانی مدت است، در نتیجه چگالی تک‌قطبی‌ها در حال حاضر باید با چگالی باریون‌ها قابل مقایسه باشد. البته این موضوع پیامدهای فاجعه‌آمیزی دارد. از آنجایی که جرم هر تک قطبی حدود 10^{16} مرتبه جرم پروتون است، پس باید چگالی انرژی جهان حدود ۱۵ مرتبه بزرگ‌تر از چگالی بحرانی $\rho_c\sim10^{29}\frac{g}{cm^3}$ باشد. در این چگالی جهان

[۲۲] Hooft-polyakov
[۲۳] Zeldovich
[۲۴] Khlopov

بسیار سریع رمبش می‌کند. هم‌چنین ذرات دیگری مثل گراویتینو[۲۵] نیز باید در مراحل اولیه تولید شده باشند که امروزه در جهان مشاهده نمی‌شوند[۷].

۶- مسئله عدم تقارن باریونی

مسئله این است که چرا بخش قابل مشاهده جهان، تماماً از ماده ساخته شده و تقریباً هیچ پادماده‌ای وجود ندارد؟ و چرا چگالی باریون‌ها کمتر از چگالی فوتون‌هاست؟ در واقع آنچه از مشاهدات بدست می‌آید این است که $\frac{n_B}{n_\gamma}\sim 10^{-9}$ که n_B تعداد باریون‌ها و n_γ تعداد فوتون‌هاست. این عدم تقارن باریونی از چه عاملی ناشی شده است[۷]؟

۷- مسئله شکل‌گیری کهکشان‌ها

می‌دانیم که جهان ما واقعاً همگن نیست، چنین ناهمگنی‌هایی به صورت ستاره، کهکشان و خوشه‌های کهکشانی، در بحث ساختار جهان بسیار مهم‌اند. برای بیان چگونگی شکل‌گیری آن‌ها، باید فرض کنیم که در جهان اولیه، اختلالات چگالی کوچک $\delta\rho$ با طیف تقریباً ناوردای مقیاس[۲۶] $\frac{\delta\rho}{\rho}\sim 10^{-4}$ وجود داشته است. با انبساط جهان، این اختلالات افزایش یافته و باعث تجمع ماده در بعضی نواحی شده است. درنهایت جاذبه گرانشی، چگالی این نواحی را افزایش داده و منجر به ایجاد ساختارهای مادی همانند ستاره، کهکشان و... شده است. اما مدل مهبانگ توضیحی برای منبع این ناهمگنی‌ها با چنین طیف مشخصی ندارد[۴]؟

به علت مشکلات مدل مهبانگ استاندارد، به نظر می‌رسد که به یک توصیف جدید از وقایع در مراحل آغازین پس از خلقت جهان نیاز است، به طوری که تغییراتی در دینامیک جهان حداقل برای یک دوره گذرا ایجاد کند.

---

[۲۵] Gravitino این ذره در ابرگرانش به عنوان جفت اسپین $\frac{3}{2}$ گراویتون است که تنها برهم‌کنش‌های گرانشی دارد.

[۲۶] Scale invariant