

فصل اول

مدل استاندارد کیهان شناختی

مدل استاندارد کیهان شناختی

۱-۱) سناریوی انفجار بزرگ داغ

اکنون ثابت شده است که در صورتی هسته‌زایی می‌تواند توضیح درستی برای فراوانی عناصر سبک موجود در عالم باشد که در آن دوره، عالم در فازی با دمای بیشتر از $T \cong 10^{12} K$ قرار گرفته باشد [۱]. به مدلی که سعی می‌کند تا ویژگی‌های چنین عالمی را بررسی کند، مدل عالم داغ گفته می‌شود.

مدل انفجار بزرگ داغ که همان مدل استاندارد کیهان شناختی می‌باشد، برپایه فرض‌های زیر بنا شده است:

- همان قوانینی که در ابعاد آزمایشگاهی در نظر گرفته می‌شود در فیزیک زمان‌های اولیه نیز صادق باشد.
- گرانش توسط نظریه نسبیت عام بدون ثابت کیهان شناختی توصیف شود.
- اصل کیهان شناختی^۱ صادق باشد.
- شرایط اولیه مناسبی در نظر گرفته شود، به عنوان مثال دما در زمان‌های اولیه ی عالم باید بیشتر از $10^{12} K$ باشد و محتویات عالم در تعادل گرمایی باشند.
- درباریون‌های موجود در عالم ناهمسانگردی وجود داشته باشد.
- $\Omega(t_i)$ بسیار نزدیک به یک باشد.
- همچنین باید اختلالی در چگالی اولیه عالم وجود داشته باشد تا منجر به شکل‌گیری ساختارهای عالم در زمان اخیر شود.

۱-۲) محاسن و معایب مدل استاندارد کیهان شناختی

مدل استاندارد کیهان شناختی محاسن زیادی داشته است، از جمله:

- پیشگویی‌ای که این مدل از فراوانی ذرات سبک در طول هسته‌زایی دارد، با مشاهدات رصدی مطابقت می‌کند.
- در این مدل وجود یک فاز اولیه ی داغ پیش‌گویی شده است که تابش زمینه کیهانی گواهی بر این مطلب می‌باشد.
- پیش‌گویی‌ای که این مدل بر رشد انبساطی عالم داشته است تا به فرم و اندازه کنونی برسد، با مشاهده قابل‌قیاس است.

^۱ اصل کیهان شناختی: عالم در ابعاد بزرگ همگن و همسانگرد است.

• این مدل یک چارچوب کاری به ما می‌دهد تا بتوانیم، فرم کهکشان‌ها و ما بقی ساختارهای کیهانی را بفهمیم.

اما با وجود همه‌ی این محاسن حتی فرم اصلاح شده‌ی مدل استاندارد نیز، معایبی را به همراه داشته است که از جمله‌ی آن‌ها می‌توانیم به موارد زیر اشاره کنیم:

- این مدل هنوز نتوانسته است توضیحی برای چگونگی تحول عالم قبل از دوره پلانک داشته باشد.
- در این مدل جوابی برای مسئله‌ی افق کیهانشناختی^۱ وجود ندارد،
- این مدل جوابی برای مسئله‌ی تختیدگی^۲ ندارد؛
- در این مدل منشأ افت و خیز چگالی اولیه‌ی عالم مشخص نمی‌باشد
- این مدل جوابی بر مسئله تک قطبی مغناطیسی^۳ و یا بطور کلی نقیصه‌های توپولوژیکی ندارد.
- این مدل جوابی بر دلیل کوچک بودن ثابت کیهانشناختی^۴ ندارد.

۱-۳) مسئله‌ی تختیدگی

ملاک تشخیص تخت بودن یا نبودن عالم، پارامتر چگالی عالم است. برای بررسی، معادله فریدمن رادرنظرمی گیریم:

$$1 - \Omega(t) = -\frac{kc^2}{R_0^2 a(t)^2 H(t)^2} \quad (1-1)$$

که پارامتر چگالی برای لحظه کنونی عالم به صورت زیر خواهد بود: از آنجا که $a_0 = 1$

$$1 - \Omega_0 = -\frac{kc^2}{R_0^2 H_0^2} \quad (2-1)$$

مشاهدات رصدی از جمله مشاهدات ابرنواخترنوع Ia و اندازه گیری ناهمسانگردی تابش زمینه این طور نشان داده اند که

$$|1 - \Omega_0| \leq 0.2 \quad (3-1)$$

می‌باشد. این مطلب نشان می‌دهد که پارامتر چگالی عالم بسیار نزدیک به یک است ($\Omega \approx 1$) و معادل عالمی است که به طور فضایی تخت باشد. حال باتلفیق معادلات (۱-۱) و (۲-۱) می‌توان تابع Ω را بر حسب t به دست آورد.

$$1 - \Omega(t) = -\frac{H_0^2(1 - \Omega_0)}{a(t)^2 H(t)^2} \quad (4-1)$$

^۱ مسئله‌ی افق: چرا عالم امروز با دقت بالایی همگن و همسانگرد است به طوری که در گذشته نیز همین‌طور بوده است. (cosmic horizon problem)

^۲ Flatness problem (مسئله تختیدگی: چرا عالم امروزه با دقت بالایی تخت است، درحالی‌که در گذشته نیز بسیار تخت بوده است.)

^۳ Monopole problem (مسئله تک قطبی مغناطیسی: چرا در عالم تک قطبی مغناطیس وجود ندارد)

^۴ Cosmological constant

اگر عالمی را در نظر بگیریم که متشکل از ماده و تابش باشد آنگاه در زمان $t \ll t_{m\Lambda} \approx 10 \text{ Gyr}$ پارامتر هابل عبارت است از:

$$\frac{H(t)^2}{H_0^2} = \frac{\Omega_{r,0}}{a^4} + \frac{\Omega_{m,0}}{a^3} \quad (5-1)$$

با استفاده از رابطه (۴-۱)

$$1 - \Omega(t) = \frac{(1 - \Omega_0)a^2}{\Omega_{r,0} + a\Omega_{m,0}} \quad (6-1)$$

برای حالت تابش

$$|1 - \Omega| \propto a^2 \propto t \quad (7-1)$$

و برای حالت ماده

$$|1 - \Omega| \propto a \propto t^{2/3} \quad (8-1)$$

می باشد اگر تخمین پارامتر چگالی عالم را توسط مدل بنچمارک^۱ در نظر بگیریم آنگاه [۲]:

$$\Omega_{r,0} = 8.4 \times 10^{-5}, \Omega_{m,0} = 0.3 \pm 0.1, \Omega_{\Lambda,0} = 0.7 \pm 0.1$$

بنابراین $|1 - \Omega_0| \leq 0.2$ می باشد.

برای زمانی که ماده و تابش مساوی هستند

$$|1 - \Omega_{rm}| \leq 2 \times 10^{-4} \quad (9-1)$$

در دوره ی هسته زایی، با منظور کردن $a_{nuc} \approx 3.6 \times 10^{-8}$ عبارت زیر را خواهیم داشت :

$$|1 - \Omega_{nuc}| \leq 3 \times 10^{-14} \quad (10-1)$$

به طور مشابه اگر پارامتر چگالی را در کوچکترین زمانی که می شناسیم یعنی زمان پلانک

$$t_p \approx 5 \times 10^{-44}$$

در نظر بگیریم، با منظور کردن $a_p \approx 2 \times 10^{-32}$ خواهیم داشت:

$$|1 - \Omega_p| \leq 3 \times 10^{-60} \quad (11-1)$$

از روابط بالا اینطور استنباط می گردد که عالم در زمان های گذشته حتی در دوره پلانک بسیار تخت بوده

است. از آنجا که روابط چگالی در عالم های تابش و ماده غالب متناسب با زمان می باشند چگونه ممکن

است که با مرور زمان عالم همچنان تخت باقی مانده است؟

۴-۱ مسئله افق

جهان ما در مقیاس های کیهانی یا به عبارتی در ابعاد بزرگ مقیاس به طرز شگفت انگیزی همگن و

همسانگرد به نظر می رسد، اگر از یک سوی جهان قابل مشاهده تا به سوی دیگر آن را بنگریم خواهیم دید

که تابش زمینه کیهانی (CMB)^۲ که تمام کیهان را پر کرده اند در سرتا سر عالم دمای یکسانی دارد. اگرچه

ممکن است این مسئله در نگاه اول چندان عجیب به نظر نرسد، اما می بایست به یاد داشته باشیم که دو

^۱Benchmark model

^۲cosmic microwave background

سوی کیهان قابل مشاهده، ۲۸ میلیارد سال نوری با هم فاصله دارند و این در حالی است که از عمر جهان ما تنها ۱۴ میلیارد سال می گذرد، از آنجا که هیچ چیز نمی تواند سریعتر از نور حرکت کند بنابراین هیچ راهی برای فوتون های زمینه کیهانی وجود نداشته که همه ی آنها در افق کیهانی هم قرار گرفته باشند و تمام آنها به تعادل گرمایی رسیده باشند، همین تعادل گرمایی که امروزه شاهد آن هستیم.

برای این منظور دو نقطه مقابل هم را روی آخرین سطح پراکندگی در نظر می گیریم. ویژه فاصله روی آخرین سطح پراکندگی به صورت زیر می باشد.

$$d_p(t_0) = c \int_{t_{ls}}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} \quad (12-1)$$

از آنجا که فاصله بین زمان رخداد آخرین سطح پراکندگی تا امروز بسیار زیاد است ($t_{ls} \ll t_0$) ویژه فاصله در آخرین سطح پراکندگی فقط اندکی کوچکتر از فاصله افق می باشد. اگر مدل بنچمارک را در نظر بگیریم

$$d_p(t_0) = 0.98 d_{hor}(t_0) \quad (13-1)$$

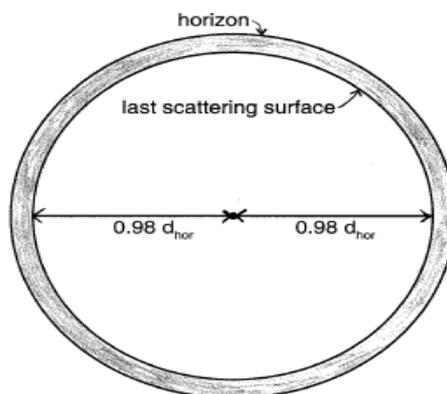
به طوری که در آن $d_p(t_0)$ ویژه فاصله در آخرین سطح پراکندگی و $d_{hor}(t_0)$ فاصله افق است

$$d_{hor}(t_{ls}) = 2 \frac{c}{H(t_{ls})} \quad (14-1)$$

بنابراین از نظر ناظر زمینی دو نقطه در آخرین سطح پراکندگی که کاملاً مقابل هم هستند و به اندازه ۱۸۰ درجه نسبت به هم اختلاف فاز دارند با فاصله ای به اندازه ی:

$$2d_p(t_0) = 1.96 d_{hor}(t_0) \quad (15-1)$$

از هم دورند.



شکل ۱-۱: مقایسه افق و آخرین سطح پراکندگی در مدل استاندارد. در سناریوی انفجار بزرگ داغ، فاصله ی آخرین سطح پراکندگی، ۹۸٪ فاصله ی افق می باشد.

از یک نقطه نظر دیگر می‌دانیم $Z_{ls} = 1000$ بنابراین با توجه به این که $(t_{ls} \ll t_0)$ شعاع آخرین سطح پراکندگی عبارت است از:

$$r_{ls} \approx \frac{c(t_0 - t_{ls})}{(1 + Z_{ls})} \cong c \frac{t_0}{Z_{ls}} \quad (16-1)$$

چون $1 \gg Z_{ls}$ است، شعاع افق ذره به صورت

$$R_H(Z_{ls}) \simeq 3ct_0 Z_{ls}^{-\frac{3}{2}} \simeq 3r_{ls} Z_{ls}^{-\frac{1}{2}} \simeq 10^{-1} r_{ls} \ll r_{ls} \quad (17-1)$$

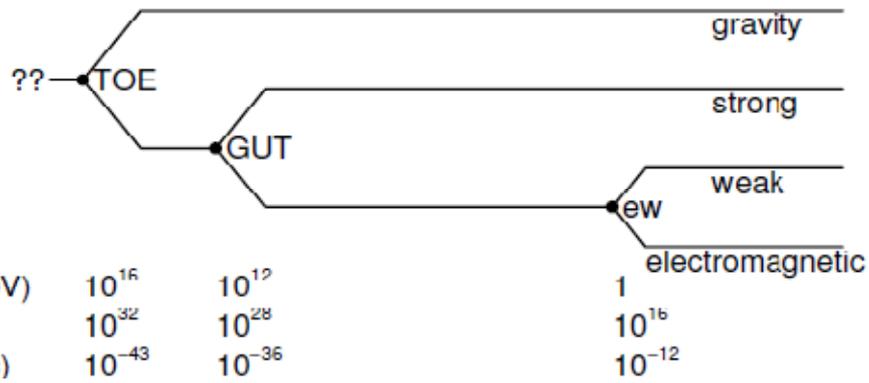
می‌باشد. تمامی روابط بالا نشان می‌دهد که دو نقطه مقابل در آخرین سطح پراکندگی نمی‌توانند در افق رویداد یکدیگر قرار بگیرند و زمان کافی برای اندرکنش با یکدیگر را ندارند، اما با این شرایط با توجه به تعادل گرمایی که امروزه در تابش زمینه کیهانی مشاهده می‌شود این دو نقطه می‌بایست در افق یکدیگر قرار گرفته باشند تا با هم اندرکنش داده و به تعادل رسیده باشند، اما مدل استاندارد قادر به پاسخگویی نیست.

۵-۱ مسئله تک قطبی مغناطیسی

طبق نظریه ی همه چیز (TOE)^۱ تمام نیروهای بنیادی طبیعت در ابتدا با یکدیگر متحد بوده اند اما به مرور زمان و سرد شدن عالم از هم جدا شده و به شکلی که امروزه می‌بینیم درآمده اند به طوری که امروزه در طبیعت چهار نیروی بنیادی گرانش، هسته‌ای قوی، هسته‌ای ضعیف و الکترومغناطیس وجود دارد.

شکل (۲-۱) بطور واضح جدا شدن این نیروها را از هم نشان می‌دهد. این نمودار دما و زمان را نیز مشخص کرده است.

^۱ لازم به ذکر است که *TOE* تنها یک تلاش برای ساخت نظریه است و هنوز فیزیکدانان نتوانسته این نظریه را به طور کامل فرموله کند. اما آن‌ها سعی می‌کنند تا بتوانند نظریه‌ای بسازند که تمام نیروهای بنیادین طبیعت در دوره پلانک به هم پیوسته و یکی بوده باشند.



شکل ۱-۲ - مقیاس انرژی، دما و زمان، هنگامی که که اتحاد نیروهای مختلف شکسته می شود.

یکی از پیش‌گویی‌های نظریه‌ی اتحاد بزرگ (GUT) این است که عالم حین سرد شدن گذار فاز انجام می‌دهد و در هر فرآیند گذار فاز یک شکست تقارن انجام خواهد شد که هر شکست تقارن منجر به وجود آمدن یک نقیصه توپولوژیک می‌شود.

گذار فاز GUT در زمان $t_{GUT} \sim 10^{36}$ اتفاق افتاد به طوری که در دمای $T > T_{GUT}$ تقارنی بین نیروهای قوی و الکتروضعیف وجود داشت اما در دمای $T < T_{GUT}$ تقارن خود به خود شکسته شد و دو نیروی هسته‌ای قوی و الکتروضعیف از هم جدا شدند و رفتارهای متفاوتی از هم نشان دادند. در این دما شکست تقارنی از نوع $SU(5) \rightarrow SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ اتفاق می‌افتد. [۱]

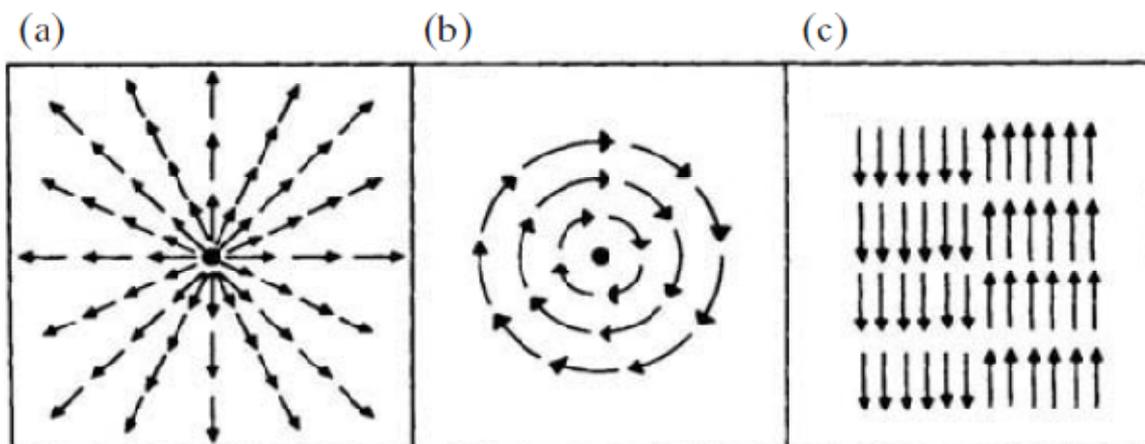
این نقیصه‌ها تک قطبی مغناطیسی^۱ (ذره‌ای با بعد صفر)، ریسمان‌های کیهانی^۲ (ذره‌ای با بعد یک)، دیوارهای حوزه^۳ (ذره‌ای با بعد دو) و غشاء^۴ (ذره‌ای با بعد سه) می‌باشند.

^۱Magnetic Monopole

^۲Cosmic String

^۳Domin Wall

^۴Texture



شکل ۳-۱: طرح شماتیکی از نقیصه های توپولوژیک. در یک میدان هیگز.

(a) تک قطبی مغناطیسی، (b) ریسمان کیهانی و (c) دیوار حوزه می باشد و بردارها جهت میدان ρ را نشان می دهند.

نوع نقیصه ای که تحت گذار فاز بوجود می آید به این که تقارن چگونه است و چگونه شکسته می شود بستگی دارد

در این بخش ما فقط به تک قطبی مغناطیسی می پردازیم:

تک قطبی دارای بار

$$g_n = n g_D \quad (18-1)$$

می باشد به طوری که g_D بار دیراک می باشد.

$$g_D = \frac{\hbar c}{2e} = 68.5e \quad (19-1)$$

و جرم تک قطبی مغناطیسی به صورت:

$$m_M \simeq 4\pi \frac{\hbar c}{e^2} m_X \simeq 10^3 m_X \quad (20-1)$$

در فرمول بالا m_X جرم بوزونی است که در بر هم کنش GUT شرکت می کند و به آن بوزون هیگز گفته می شود.

$$m_X \simeq e(hc)^{1/2} m_{GUT} \simeq 10^{-1} m_{GUT} \quad (21-1)$$

در فرمول بالا m_{GUT} انرژی معادل شکست خودبخودی تقارن GUT می باشد.

اندازه تک قطبی عبارت است از:

$$r_M \simeq \frac{t}{m_X C} \quad (22-1)$$

در نظریات GUT معمولی مقادیر زیر را برای تک قطبی در نظر می گیرند:

$$m_{GUT} \simeq 10^{14} - 10^{15} \text{ GeV}$$

$$m_M \simeq 10^{16} \text{ GeV} \simeq 10^{-8} \text{ g}$$

$$r_M = 10^{-28} \text{ cm}$$

حال به مسئله تک قطبی مغناطیسی می پردازیم:

انرژی جرم سکون تک قطبی مغناطیس که در گذار فاز GUT تولید می شود به صورت :

$$m_M C^2 \sim E_{GUT} \sim 10^{12} \text{ TeV} \quad (23-1)$$

می باشد که جرم بسیار بزرگی برای یک ذره است.

چگالی تعداد تک قطبی ها در زمان تولید به صورت رابطه ی زیر می باشد:

$$n_M(t_{GUT}) \sim \frac{1}{(2ct_{GUT})^3} \sim 10^{82} m^{-3} \quad (24-1)$$

و چگالی انرژی آن ها:

$$\varepsilon_M(t_{GUT}) \sim (m_M C^2) n_M \sim 10^{94} \text{ TeV} m^{-3} \quad (25-1)$$

این مقدار، انرژی بسیار بزرگی است اما حدوداً ۱۰ ها مرتبه کوچکتر از انرژی تابش در زمان گذار فاز GUT می باشد.

$$\varepsilon_\gamma(t_{GUT}) \approx \alpha T_{GUT}^4 \sim 10^{104} \text{ TeV} m^{-3} \quad (21-1)$$

بنابراین تک قطبی مغناطیس از تابش غالب بودن عالم در زمان گذار فاز GUT جلوگیری نخواهد کرد. اما تک قطبی جرم بسیار بزرگی دارد و خیلی زود غیر نسبیتی می شود پس چگالی انرژی آن به صورت $\varepsilon_m \propto a^{-3}$ تغییر خواهد کرد. می دانیم که چگالی انرژی تابش با نرخ $\varepsilon_\gamma \propto a^{-4}$ تغییر می کند، از آنجا که فاکتور مقیاس با نرخ در حدود 10^{10} افزایش می یابد، این طور استنباط می گردد که در این دوره چگالی غالب بایستی تک قطبی مغناطیسی باشد.

اما هیچ مشاهده ای دال بر وجود دوره ای از عالم که در آن تک قطبی مغناطیس بوده باشد، وجود ندارد. امروزه نیز هیچ اثری از این ذره دیده نشده است، این مطلب یکی از مشکلات مدل استاندارد است که باید به آن پاسخ داد.

موفق ترین مدلی که توانست به بسیاری از مشکلات مدل استاندارد پاسخ دهد، تورم می باشد.

۱-۶) عالم تورمی

تورم در سال های ۱۹۸۰ توسط گوس^۱، استاروبینسکی^۲، ساتو^۳، آلبرت^۴، اشتینهارت^۵ و لینده^۶ پیشنهاد شد. در این ایده، عالم دچار یک فاز شتابدار بسیار سریع می شود.

و تورم عالم معادل شرط $\ddot{a} > 0$ می باشد این مطلب به این معنی است که \dot{a} با زمان افزایش میابد. به عنوان یک نتیجه در این فاز باید طول هابل $(aH)^{-1}$ کاهش یابد یعنی:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{aH} \right) < 0$$

$$\rho + 3p < 0 \rightarrow p < -\frac{\rho}{3}$$

در نتیجه

می باشد و تورم قادر به حل برخی از مشکلات کیهان شناختی می باشد که در بخش بعد توضیح خواهیم داد.

۱-۷) حل مشکلات مدل استاندارد در ایده عالم تورمی

حل مسئله تختیدگی

این مسئله کاملاً توسط تورم حل شده است. در معادله (۱-۱) برای این که مقدار $|1 - \Omega|$ کوچکتر شود، باید aH افزایش یابد. چون شتاب عالم (\dot{a}) مستقیماً برابر aH می باشد برای حل مسئله کافی است، aH افزایش یابد و در نتیجه Ω بسیار نزدیک به یک خواهد شد. پس این مسئله که چرا پارامتر چگالی عالم امروز بسیار نزدیک به یک است قابل توضیح می باشد.

¹Guth

²Strobinsky

³Sato

⁴Albrecht

⁵Steinhardt

⁶Linde

حل مسئله افق

شرط همسانگردی بسیار بالای امروز عالم، ارتباط علی همه ی نقاط قبل از تورم می باشد در این سناریو، در طول دوره ی تورمی هر ناحیه ی کوچکی از عالم به یک ناحیه بسیار بزرگ تبدیل می شود و اینگونه قادر به توصیف همگنی و همسانگردی بسیار بالای عالم می باشد.

حل مسئله ی تک قطبی مغناطیسی

در طول دوره ی تورمی میدان اسکالر ($w = -1$) غالب است. چگالی انرژی آن تقریباً ثابت است. در صورتی که در عالم، ذرات دیگری با $w > -\frac{1}{3}$ وجود داشت می بایست غلظت آن سریع تر از میدان اسکالر (اینفلاتون) رقیق می شد. انبساط تورمی بسیار سریع است ($a \sim e^{Ht}$) بنابراین ذرات را با دقت بالایی حذف می کند و از این رو به سؤال "چرا امروزه این ذرات را نمی بینیم؟" پاسخ داده می شود.

همانطور که در گذشته ذکر شد تورم قابلیت حل بعضی از مشکلات مدل استاندارد را دارد. در فصل آینده این ایده را بطور مفصل شرح خواهیم داد و به دو رهیافت دینامیکی آن (تورم سرد و داغ) خواهیم پرداخت.

فصل دوم

عالم تورمی

عالم تورمی

۲-۱) رهیافت

در حل مشکلات کیهان شناختی مشاهده گردید، در تحول عالم بایستی دوره ای وجود داشته باشد که در آن عالم با نرخ بسیار سریع منبسط شود تا بتواند مشکلات تختی، افق و تک قطبی مغناطیسی را حل کند.

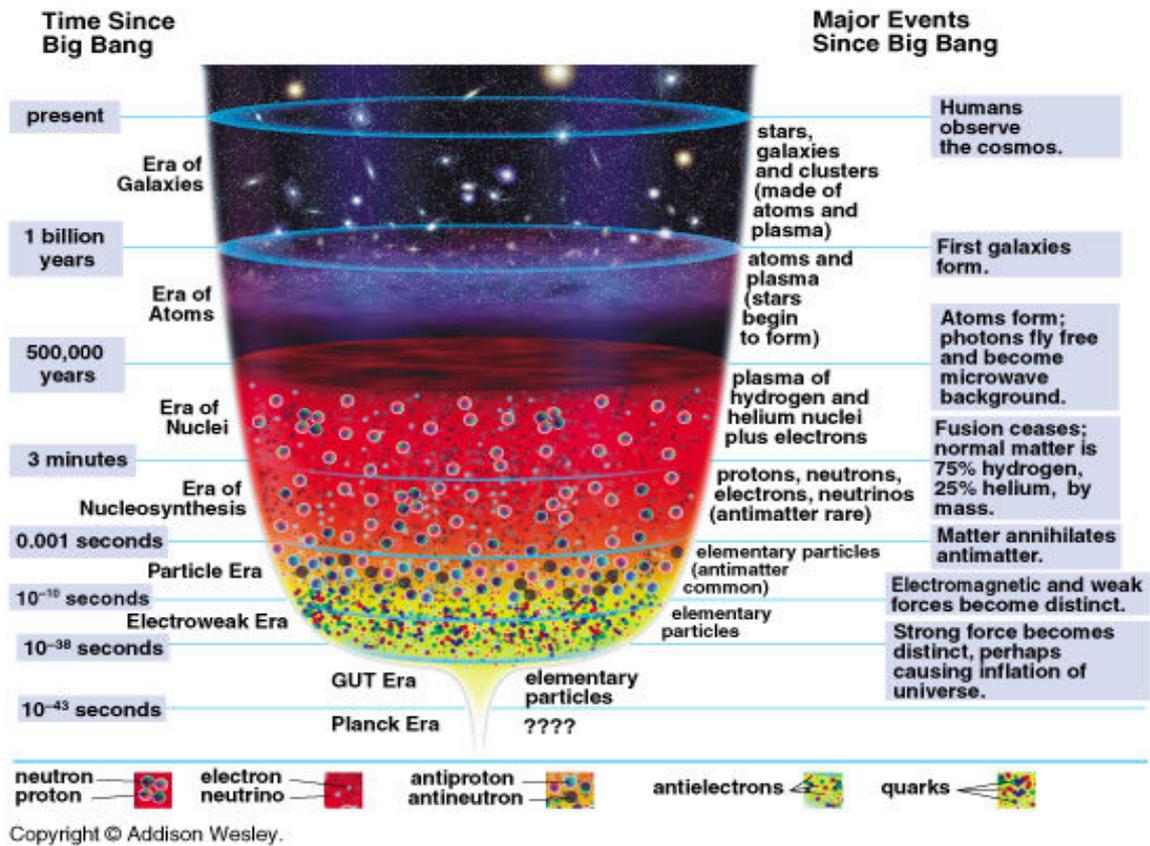
در بسیاری از مدل ها، تورم را به عنوان دوره ای در تحول عالم می شناسند که در آن چگالی انرژی خلأ میدان اسکالر، سهم غالب را در بقیه مؤلفه های چگالی انرژی دارد.

$$\rho_v \cong v(\varphi) \quad (1-2)$$

در این فاز a به صورت شتابدار رشد می یابد و اگر $V=cte$ باشد آنگاه a به صورت نمایی تغییر می کند. (شکل (۲-۱)).

این طور گفته می شود که تورم بعد از اتمام دوره پلانک آغاز شده یعنی در زمان $t_p \approx 10^{-43}$ (s) و تا $t \approx 10^{-38}$ (s) ادامه داشته است

شکل (۲-۱) تحول عالم از دوره ی پلانک تا حال حاضر را نشان می دهد. در این شکل بازه زمانی 10^{-43} تا 10^{-38} ثانیه نشان دهنده ی دوره ی تورمی می باشد به طوری که تحول این دوره را نمایی در نظر گرفته است.



شکل ۲-۱- تاریخچه عالم

لازم به ذکر است قراردادی که تا انتهای این فصل به کار خواهیم گرفت عبارت است از: $c = \hbar = 1$

$\frac{1}{H}$ طول هابل و $\frac{1}{aH} = r_h$ طول هابل همراه نام دارد که به آن شعاع هابل همراه نیز گفته می شود با این تعاریف حال به شرایطی که تورم می تواند در آن رخ دهد می پردازیم:

(۱) کم شدن شعاع هابل همراه:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{aH} \right) < 0 \quad (2-2)$$

(۲) انبساط شتابدار عالم:

$$\ddot{a} > 0 \quad (3-2)$$

(۳) شرطی که ماده موجود در عالم می بایست داشته باشد عبارت است از:

$$\rho + 3p < 0 \quad (4-2)$$

۲-۲) تورم و کم شدن شعاع هابل همراه

در مدل استاندارد کیهان شناختی بدون تورم، $\frac{1}{aH}$ همیشه رو به فزونی است (چون در مدل استاندارد، انبساط و اشتاب است یعنی \dot{a} در حال کاهش می باشد بنابراین $\frac{1}{aH}$ افزایش خواهد یافت) اما در مدل تورمی این کمیت کاهش پیدا می کند (چون در تورم $\ddot{a} > 0$ است یعنی \dot{a} افزایش میابد از اینرو $\frac{1}{aH}$ کاهش خواهد یافت) همان طور که در بخش گذشته ذکر شد این کاهش یکی از شرایط داشتن فار تورمی است .

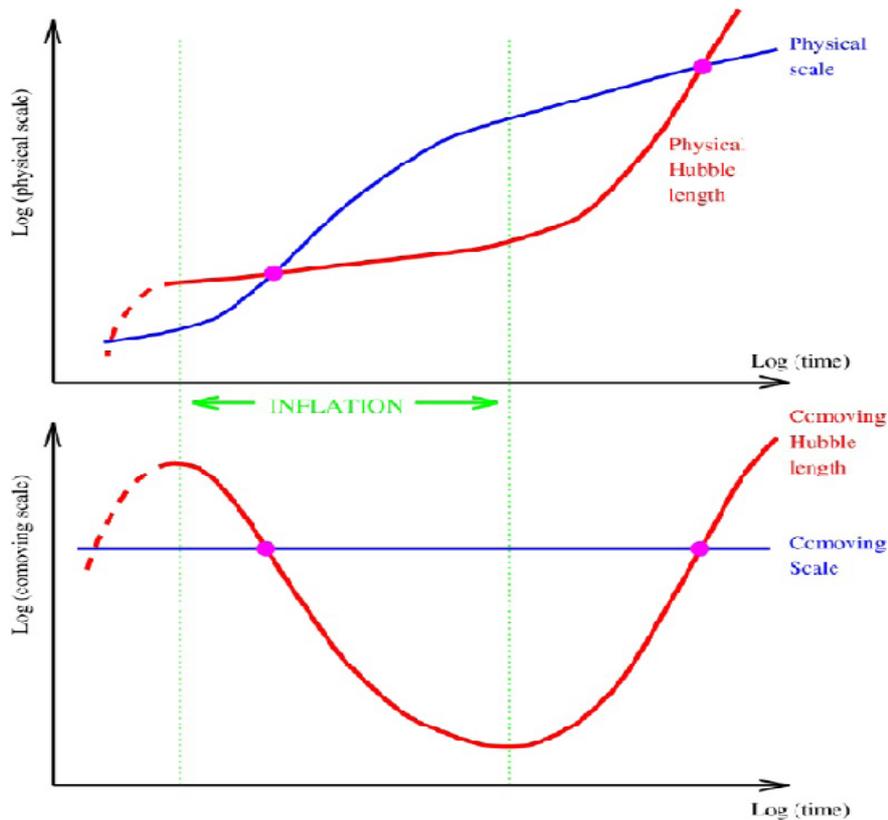
در مسئله تختیدگی رابطه (۲-۵) برای پارامتر چگالی عالم صدق می کند، اگر عبارت سمت راست به مرور زمان افزایش یابد یعنی Ω_{tot} از یک فاصله می گیرد وقادر به توضیح تختیدگی امروز عالم نمی باشد. اما اگر جمله سمت راست به مرور زمان کاهش یابد به این معنی است که عالم با گذشت زمان به تخت بودن نزدیک می شود.

$$|\Omega_{tot} - 1| = \frac{k}{aH} \quad (۲-۵)$$

با در نظر گرفتن کاهش $\frac{1}{aH}$ ، مقیاس های فیزیکی در مقایسه با طول هابل تغییرات متفاوتی از خود نشان می دهند. در ابتدای تورم مقیاس فیزیکی درون طول هابل قرار دارد پس بین اجزای آن ارتباط علی برقرار می باشد از اینرو در این دوران نقاط مختلف عالم در افق یکدیگر قرار گرفته و همگنی را منجر می شوند و در واقع حل مسئله ی افق است.

قبل از اتمام تورم مقیاس فیزیکی از شعاع هابل خارج می شود (شکل (۱-۲)) و این در حالی است که فیزیک مبتنی بر علیت بی اثر می شود و تمامی اختلالاتی که قبل از این مرحله ایجاد شدند اکنون به دلیل نداشتن ارتباط علی با یکدیگر فریز می شوند و تحوولی نخواهند داشت.

سرانجام بعد از گذشت زمان بسیار زیاد پس از پایان فاز تورمی، مقیاس فیزیکی دوباره وارد شعاع هابل می شود و بدین ترتیب دوباره شرایطی برای تولید اختلالات در عالم فراهم می شود.



شکل ۲-۲- مقایسه طول هابل و مقیاس فیزیکی

۳-۲) تورم و فشار منفی

در شرط سوم تورم ذکر کردیم که در دوران تورم $P < \frac{-\rho}{3}$ می باشد، همان طور که می دانیم فشار مثبت نشان دهنده جاذبه است و فشار منفی نشان دهنده دافعه و یا به عبارتی انبساط عالم می باشد.

اگر حجم عالم را به صورت زیر در نظر بگیریم

$$V = a^3 \quad (6-2)$$

آن گاه طبق معادله پایستگی انرژی:

$$dE + PdV = 0 \quad (7-2)$$

به معادله زیر خواهیم رسید:

$$\frac{d(\rho v)}{dt} + P \frac{dv}{dt} = 0 \rightarrow \dot{\rho}v + \dot{v}\rho + P\dot{v} = 0 \quad (8-2)$$

با استفاده از رابطه

$$\dot{V} = 3a^2\dot{a} \quad (9-2)$$

معادله پیوستگی^۱ به صورت زیر به دست خواهد آمد:

$$\dot{\rho} = -3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) = -3H(\rho + p) \quad (10-2)$$

۴-۲) دینامیک تورمی

همان طور که در بخش های گذشته ذکر شد، معادله حالت مورد نیاز برای فاز تورمی $P < \frac{-\rho}{3}$ می باشد. میدان اسکالر می تواند چنین معادله حالتی را فراهم کند.

میدان اسکالر دو وظیفه اساسی دارد:

(۱) باید چگالی انرژی مناسبی را برای هدایت دوره تورمی فراهم کند.

(۲) افت و خیزهای میدان اسکالر باید شکل مناسبی برای افت و خیزهای چگالی را در عالم فراهم کند.

در بررسی دینامیک تورمی دو رهیافت وجود دارد که با عنوان تورم سرد و داغ شناخته می شود.

تورم سرد که تصویر استاندارد دینامیک تورمی است و در بسیاری از کتاب ها و مقالات مورد بررسی قرار گرفته، دارای آنتروپی ثابت می باشد در این تصویر تابش یا اصلاً وجود ندارد و یا خیلی زود محو می شود، عالم با خلأ پر می شود که نتیجه ای از انبساط نمایی است در این فاز تورمی به دلیل انبساط عالم، دما به شدت کاهش می یابد و پس از تورم احتیاج به یک دوره ای در عالم است تا گرمای از دست رفته ی فاز تورمی در آن جبران شده و به دوره تابش غالب بپیوندد.

اختلالات تولید شده در طول این تورم، اختلالات حالت پایه می باشند و تغییرات میدان اسکالر در آن توسط معادلات تغییرات حالت پایه به دست می آیند در این مدل اختلالات گرمایی وجود ندارند و اختلالات چگالی بی دررو هستند.

اما رهیافت تورم داغ، تصویر تکمیل کننده تصویر تورم سرد است.

^۱ معادله (۱۰-۲) همان معادله پیوستگی می باشد، لازم به ذکر است که معادله پیوستگی را می توان با استفاده از رابطه $T_{\mu\nu}\nabla^{\mu} = 0$ نیز به دست آورد در وضعیتی که $T_{\mu\nu}$ تانسور انرژی نکانه باشد و عالم متشکل از یک شماره کامل فرض شود در این حالت $T_{\mu\nu}$ تانسور قطری با عناصر $(-\rho, p, p, p, p)$ می باشد و متریک، FRW در نظر گرفته می شود.

در رهیافت تورم داغ به واسطه بر هم کنش میدان اسکالر با میدان های دیگر اثرات اتلافی به وجود می آید بنابراین در این مدل همزمان با انبساط تورمی، تابش رخ می دهد.

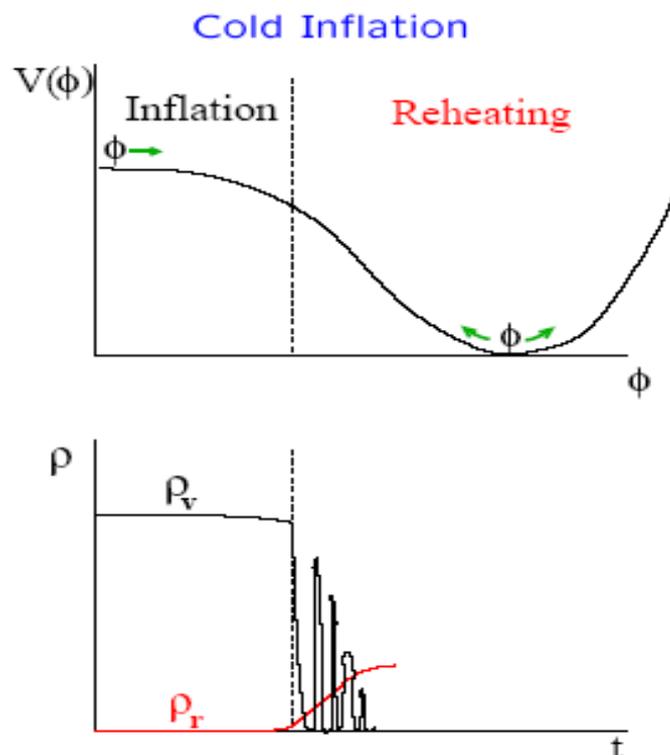
در این مدل افت و خیزهای چگالی به جای افت و خیزهای کوانتومی از افت و خیزهای گرمایی به وجود می آیند، بعد از فاز تورمی، عالم به میزان کافی گرم است تا به دوره تابش غالب بپیوندد در این رهیافت احتیاج به یک دوره بازگرمایش برای پیوند به دوره تابش غالبی که مدل انفجار بزرگ پیش بینی می کرد نیست.

در ادامه بطور مشروح به بررسی دو رهیافت دینامیکی که در بالا بطور مختصر توضیح دادیم خواهیم پرداخت.

۲-۵) رهیافت تورم سرد:

در این مدل میدان اسکالر منزوی است و با چیزی به جز گرانش بر هم کنش نمی دهد. تورم سرد به عنوان تصویر سرد در دینامیک تورمی شناخته شده است [۴].

و حال در بحث فرمولبندی این تصویر روشی کلی را دنبال می کنیم.



شکل ۲-۳- طرح شماتیکی از تورم سرد

۲-۵-۱) تورم و میدان اسکالر

اما سؤالی که مطرح می شود این است که آیا در عالم نوعی ماده با فشار منفی وجود دارد؟

فرض می کنیم که عالم شامل یک میدان اسکالر $\varphi(r, t)$ باشد به طوری که این میدان با فضا و زمان تغییر پیدا می کند بطور کلی این میدان اسکالر می تواند پتانسیل مربوط به خود $(v(\varphi))$ را داشته باشد.

برای چنین میدانی می توان چگالی انرژی و فشار را به صورت زیر نوشت:

$$v(\varphi) + \dot{\varphi}^2 \frac{1}{2} = \rho_{\varphi} \quad (11-2)$$

$$v(\varphi) - \dot{\varphi}^2 \frac{1}{2} = P_{\varphi} \quad (12-2)$$

اگر لاگرانژی کلاسیکی یک میدان اسکالر را به شکل زیر در نظر بگیریم

$$V(\varphi)\dot{\varphi}^2 - \frac{1}{2} = L_{\varphi} \quad (13-2)$$

معادله حرکت برای یک میدان اسکالر به صورت زیر خواهد بود:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial(L_{\varphi} a^3)}{\partial \dot{\varphi}} - \frac{\partial(L_{\varphi} a^3)}{\partial \varphi} = 0 \quad (14-2)$$

با استفاده رابطه (۱۳-۲) و (۱۴-۲) معادله کلاین-گوردون^۱ را خواهیم داشت :

$$\ddot{\varphi} + 3\frac{\dot{a}}{a}\dot{\varphi} + \frac{\partial V(\varphi)}{\partial \varphi} = 0 \rightarrow \ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} + V_{,\varphi} = 0 \quad (15-2)$$

باید توجه داشته باشیم که این معادله با نادیده گرفتن تغییرات در بخش فضایی φ نوشته شده اگر این تغییرات را نیز در نظر بگیریم معادله کلاین-گوردون به طور کلی را خواهیم داشت:

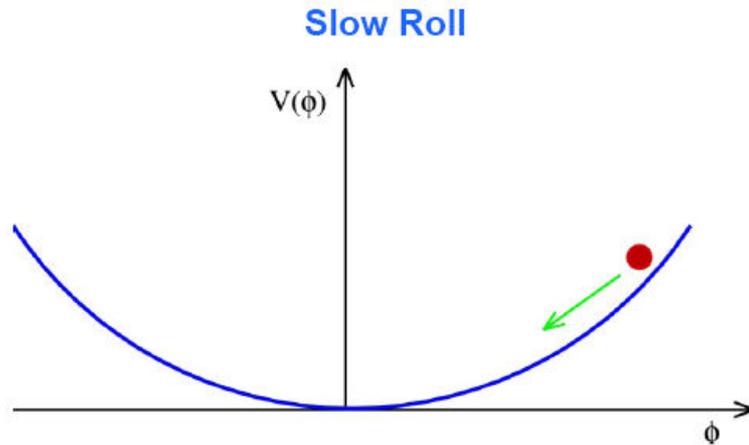
$$\ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} + \frac{\nabla^2 \varphi}{a^2} + \frac{\partial V(\varphi)}{\partial \varphi} = 0 \quad (16-2)$$

معادله (۱۵-۲) مانسته ی معادله حرکت ذره ای است که تحت تاثیر نیروی $-\frac{dV}{d\varphi}$ شتابدار شده و تحت تاثیر نیروی اتلافی که وابسته به سرعت باشد قرار گرفته است ، بنابراین انبساط عالم یک جمله ی میرایی هابل را فراهم می کند تا باعث شود میدان اسکالر φ (یا میدان اینفلاتون) نسبت به پتانسیل V به صورت آرام تغییر کند، به زبانی دیگر پتانسیل V در یک بازه بزرگی از φ ثابت باقی می ماند و این همان شرایطی است که به آن غلتش آهسته می گوئیم.

^۱معادله کلاین-گوردون را می توان از روش دیگری نیز به دست آورد به این طریق که اگر معادلات (۱۱-۲) و (۱۲-۲) در معادله پیوستگی (۱۰-۲) قرار داده شوند این معادله حاصل خواهد شد.

در این معادله جمله میرایی هابل $3H\dot{\phi}$ در واقع یک جمله اصطکاکی است اما منجر به تولید انرژی اتلافی نمی شود چون منشأ آن جفتیدگی میدان اسکالر با متریک FRW است. و تماماً یک مطلب هندسی است و هیچ مرجع حقیقی ندارد و نشان دهنده تغییرات ϕ با انبساط عالم می باشد.

در واقع یک تورم موفق مستلزم وجود غلتش آهسته است.



شکل ۲-۴- غلتش آهسته

۲-۵-۲) شرایط غلتش آهسته

در تقریب غلتش آهسته، $\ddot{\phi}$ در مقایسه با $H\dot{\phi}$ و $\dot{\phi}^2$ در مقایسه با V قابل اغماض است.

$$\ddot{\phi} \ll H\dot{\phi} \quad (17-2)$$

$$\dot{\phi}^2 \ll V \quad (18-2)$$

با استفاده از معادلات فریدمن^۱

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

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

^۱ در واقع معادلات فریدمن عبارتند از:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R - g_{\mu\nu}\Lambda = 8\pi GT_{\mu\nu}$$

که با استفاده از معادله میدان اینشتین یعنی معادله:

به دست می آیند، در صورتیکه متریک عالم را متریک FRW (Friedman-Robertson-Walker) در نظر بگیریم

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

و تانسور انرژی تکانه را نیز برای یک شاره کامل به صورت

$$T_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} \rho & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -p & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -p \end{bmatrix}$$

این در حالی است که معادله اول برای $(\mu=0, \nu=0)$ و معادله دوم برای بقیه حالات به دست می آیند در بررسی حالت تورمی، جمله $\frac{k}{a^2}$ (انحنای) و $\frac{\Lambda}{3}$ (ثابت کیهانشناختی) صفر در نظر گرفته می شوند.