

مدهای دسیته مجانبی برای تورم کیهان اولیه

ابراهیم یوسفی رمتی*^{۱،۲}، مجید محسن زاده گنجی^۳

^۱ گروه فیزیک، دانشکده علوم، واحد آیت ... آملی، دانشگاه آزاد اسلامی، آمل، ایران

^۲ پژوهشکده نجوم، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، تهران، ایران

^۳ گروه فیزیک، دانشکده علوم، واحد قم، دانشگاه آزاد اسلامی، قم، ایران

دریافت: 1395/11/28 ویرایش نهایی: 1396/10/08 پذیرش: 1396/11/07

چکیده

داده‌های اخیر مشاهداتی کاوشگر پلانک برای تورم کیهان اولیه، نشان می‌دهد که کیهان ما دارای فضا-زمانی نزدیک به دسیته بوده که باعث ایجاد طیف توانی تقریباً مقیاس ناوردا می‌شود. داده‌های مشاهداتی مربوط به اندیس طیف توانی اسکالر و همچنین در نظر گرفتن شرط تقارن برای انتخاب مدها در فضا-زمان خمیده، ما را به استفاده از مدهای تورمی شبه-دسیته تحریک می‌کند. برای به‌دست آوردن مدهای اولیه جایگزین، برای اولین بار از بسط مجانبی توابع هنکل استفاده می‌کنیم. در این مقاله به مرور بعضی از نتایج حاصل از انتخاب فرم تعمیم یافته مدهای دسیته مجانبی، شامل تصحیحات مرتبه بالای طیف توانی، طیف خلق ذرات، تصحیحات فراپلانکی، معادله شارح حالت کیهانی و تورم با جفت شدگی غیر کمینه خواهیم پرداخت. این تعمیم‌ها در حد فضا-زمان تخت و دسیته به جواب‌های مرسوم قبلی منتهی می‌شوند. در پایان برای بازسازی مدهای مجانبی انتخابی، طیف توانی ناهمسانگردی دمایی مدل را با طیف مدل Λ CDM و داده‌های پلانک منطبق می‌سازیم.

کلیدواژگان: تورم کیهانی، مدهای اولیه، طیف توانی

مقدمه

بسیار مهم می‌باشد. ما در این مقاله برای انتخاب خلأ روش بسط مجانبی توابع هنکل را در نظر گرفتیم [1]. بنابراین در این مقاله ابتدا مدهای خلأ مجانبی غیردسیته را به‌عنوان مدهای کلی و اصلی دوره تورم معرفی کرده‌ایم. از آنجایی که در نظر گرفتن مدهای خلأ متفاوت اولیه، ممکن است باعث ایجاد تصحیحاتی در طیف توانی شود، به بررسی تغییرات و تصحیحات حاصل از این مدهای مجانبی در طیف توانی، خلق ذرات و ... می‌پردازیم [9-1]. در پایان با استفاده از داده‌های اخیر پلانک طیف توانی مربوط به مدل را رسم کرده و قیود لازم روی این مدهای مجانبی را مشخص می‌کنیم [10].

همان‌طور که می‌دانیم در فضا-زمانی تخت مینکوفسکی به‌علت داشتن بردار کیلینگ زمان-گونه یک خلأ خوش تعریف و یکتا وجود دارد، اما برای فضا-زمان‌های خمیده، به‌خصوص فضا-زمانی انبساط یابنده دوره تورمی، تعیین خلأ یکتا دارای ابهام می‌باشد. همچنین می‌دانیم ساده‌ترین فضا-زمانی خمیده با تقارن بالا، فضا-زمانی دسیته است [1]. اما در دوره تورمی به‌دلیل انبساط نمایی و سریع کیهان، فضا-زمان نزدیک به دسیته بوده و در تقریب اول می‌توان آن را دسیته خالص در نظر گرفت. بنابراین انتخاب خلأ خاص و مناسب در این فضا-زمان انبساط یابنده تورمی یکی از چالش‌های

* نویسنده مسئول: e.yusofi@iauamol.ac.ir

معادله ماخائف-ساساکی برای میدان تورمی

سنجه کلی زیر انبساط عالم را در دوره‌های مختلف تحول توصیف می‌کند:

$$ds^2 = a(\tau)^2 (d\tau^2 - dx^2) \quad 1$$

که در آن τ زمان همدیس و $a(\tau)$ فاکتور مقیاس می‌باشد. کنش مربوطه به صورت زیر داده می‌شود:

$$S = \frac{1}{2} \int d^4x \sqrt{-g} [R - (\nabla\phi)^2 - 2V(\phi)] \quad 2$$

که در این کنش R اسکالر انحنا و ϕ میدان اسکالر است. برای اختلال انحنا در پیمانۀ خود-همراه \mathcal{R} ، کنش فوق تا مرتبۀ دوم به صورت زیر بسط می‌یابد،

$$S = \frac{1}{2} \int d^4x a^3 \frac{\dot{\phi}^2}{H^2} [\dot{R}^2 - a^{-2}(\partial_i R)^2] \quad 3$$

با تعریف متغیر ماخائف به صورت $u = zR$ و همچنین رابطه $z^2 = a^2 \frac{\dot{\phi}^2}{H^2}$ و همچنین استفاده از زمان همدیس به جای زمان معمولی کنش ماخائف به صورت زیر در می‌آید،

$$S = \frac{1}{2} \int d^3x d\tau [(u')^2 + (\partial_i u)^2 - \frac{z''}{z} u^2] \quad 4$$

در فرمول‌های فوق نقطه مشتق نسبت به زمان معمولی t و پریم مشتق نسبت به زمان همدیس τ را نشان می‌دهد. همچنین ما بسط فوریه برای میدان u را به صورت زیر تعریف می‌کنیم،

$$u(X, \tau) = \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \int u_k(\tau) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{X}} \quad 5$$

که با استفاده از وردش گرفتن از کنش 4، معادله موج ماخائف-ساساکی به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$u_k'' + \left(k^2 - \frac{z''}{z}\right) u_k = 0 \quad 6$$

انتخاب مد خلأ در فضا-زمان انبساط یابنده

همان‌طور که می‌دانیم به علت داشتن بردار کیلینگ زمان-گونه در فضای تخت مینکوفسکی یک خلأ خوش تعریف و یکتا وجود دارد، اما برای فضای خمیده، به خصوص فضای انبساط یابنده دوره تورمی، تعیین خلأ یکتا دارای ابهام می‌باشد. ساده‌ترین فضای

خمیده با تقارن بالا، فضای دسیته است که برای آن می‌توان خلأ آلفا و بانچ-دیویس را در نظر گرفت که بسیار مورد توجه نیز بوده و می‌باشد. اما در دوره تورمی، به دلیل شرایط خاص آن مرحله، به خصوص نوع انبساط آن، فضا-زمان تقریباً دسیته بوده و در حالت حدی می‌توان آن را دسیته در نظر گرفت. از طرفی دیگر، اختلالات اسکالر کیهان شناختی در آن دوره خوش تعریف نبوده و در طیف توانی تعریف شده واگرایی وجود دارد. بنابراین انتخاب خلأ خاص و مناسب در این فضا-زمان انبساط یابنده تورمی یکی از چالش‌های مهم در این زمینه می‌باشد.

اما به خوبی می‌دانیم که در نظریۀ میدان‌های کوانتومی می‌توان با استفاده از شرط هادامارد¹، یک حالت خلأ یکتا برای میدان‌های کوانتومی در فضا-زمان دسیته تعیین کرد. شرط هادامارد فرض می‌کند که رفتار تابع دو-نقطه میدان در فواصل کوتاه (انرژی‌های بالا) در حالی که انرژی به بی‌نهایت میل می‌کند، باید برای میدان‌های کلاین-گوردن آزاد در فضا-زمان خمیده و مینکوفسکی، مشابه باشد. بر این اساس، حالت خلأی که در نهایت در فضای دسیته تعیین می‌شود (خلأ بانچ-دیویس)، بر خلأ اقلیدسی منطبق است. البته شاید بتوان شرط هادامارد را به شکل دیگری نیز بیان کرد و آن اینکه در مقیاس‌های به اندازه کافی کوچک حتی با وجود انحنا، فضا-زمان باید به شکل مینکوفسکی (تخت) به نظر برسد.

از آنجایی که در نظر گرفتن مراتب غیرخطی یا بالاتر از یک در مد خلأ نیز ممکن است باعث ایجاد تصحیحاتی در طیف توانی شود (یا حتی باعث ظهور اثرات غیر گاوسی در مشاهدات CMB شود)، بنابراین ما در بخش‌های بعدی به معرفی مدهای خلأ مجانبی دسیته پرداخته و سپس به بررسی تغییرات و اثرات حاصل از آن در طیف توانی و سایر کمیات مربوط می‌پردازیم.

¹ Hadamard Condition

معرفی مدهای اولیهٔ مجانبی دسیته

$v = \pm 1/2, \pm 3/2, \pm 5/2, \dots$ منجر به جواب‌های

دقیق زیر می‌شود [2]:

$$u_k^{\pm 1/2} = u_k^{\min} = \frac{1}{\sqrt{2k}} e^{-ik\tau} \quad 9$$

$$u_k^{\pm 3/2} = u_k^{dS} = \frac{1}{\sqrt{2k}} \left(1 - \frac{i}{k\tau} \right) e^{-ik\tau} \quad 10$$

$$u_k^{\pm 5/2} = u_k^{ndS} = \frac{1}{\sqrt{2k}} \left(1 - \frac{3i}{k\tau} - \frac{3}{k^2\tau^2} \right) e^{-ik\tau} \quad 11$$

که در آن u_k^{ndS} ، u_k^{dS} و u_k^{\min} به ترتیب مربوط به فضا-زمان تخت، دسیته و غیردسیته است. نکتهٔ کلیدی در مورد مد کلی مجانبی جدید 8 این است که به‌ازای مقادیر غیر نیم-صحیح از اندیس v ، مدها همواره تقریبی بوده و می‌توانند شامل تمام جملات با مراتب بالاتر برحسب $1/k\tau$ باشند.

انگیزه مشاهداتی برای مدهای دسیتهٔ مجانبی

طیف توان اسکالر یکی از مشاهدات مهم در تابش زمینهٔ کیهانی است. برای مشتق اول آن یعنی اندیس طیفی اسکالر n_s مدل تورمی تک میدان شرط زیر را داریم

$$n_s - 1 = 3 - 2v \quad 12$$

که در رابطهٔ فوق v اندیس تابع هنکل است. برای مقدار خاص $v = 1.5$ ، مقدار n_s برابر 1 و طیف توانی مقیاس ناورد است. اما با استفاده از داده‌های پلانک 2015 در مقیاس‌های زاویه‌ای بزرگ محدودهٔ زیر را برای n_s داریم،

$$0.962 \leq n_s \leq 0.974 \quad 13$$

و با توجه به آن به قید زیر برای اندیس تابع هنکل می‌رسیم [1-9]:

$$1.513 \leq v \leq 1.519 \quad 14$$

از آنجایی که فضا-زمان مربوط به دورهٔ تورم نخستین کیهانی از نوع خمیده و در انرژی‌های بالا قرار دارد و به‌علت انبساط لحظه به لحظهٔ کیهان، حالت دینامیکی فضا-زمان مربوط به آن در حال تحول می‌باشد، به این دلیل حل معادلهٔ 6 حرکت کیهان شناسی ماخاف-ساساکی که برحسب اندیس v و زمان همدیس τ به‌صورت زیر می‌باشد،

$$u_k'' + \left(k^2 - \frac{4v^2 - 1}{4\tau^2} \right) u_k = 0 \quad 7$$

در حالت کلی و به‌صورت تحلیلی بسیار سخت می‌باشد و به‌طور معمول از روش‌های عددی و شرایط حدی برای به‌دست آوردن حل‌های تقریبی استفاده می‌شود. ما برای اولین بار در مقاله [1]، روش بسط مجانبی توابع هنکل را برای تعیین مدهای اولیهٔ شبه-دسیته پیشنهاد دادیم. با بسط مجانبی توابع هنکل تا مرتبهٔ 2 برحسب $k\tau$ و به‌ازای $k\tau \gg 1$ به مدهای اولیهٔ غیردسیته زیر با شرط فرکانس مثبت دست می‌یابیم [1، 2].

$$u_k^v = \frac{e^{-k\tau}}{\sqrt{2k}} \left(1 - i \frac{4v^2 - 1}{8k\tau} - \frac{(4v^2 - 1)(4v^2 - 9)}{2!(8k\tau)^2} \right) \quad 8$$

دقت شود که در فرمول فوق τ به معنی زمان همدیس¹ بوده و بازهٔ آن برای کیهان از ابتدا تا حال حاضر به‌صورت $-\infty < \tau < \tau_0$ است در حالی که زمان واقعی t در محدودهٔ $0 < t < t_0$ است. بنابراین چون بسط مجانبی تابع هنکل فقط برای آرگمان‌های بسیار بزرگ معتبر است. ما می‌توانیم برای زمان‌های اولیهٔ تورم کیهان با شرط $|\tau| \gg 1$ از بسط مجانبی توابع هنکل استفاده نماییم.

جواب کلی 8 به‌ازای مقادیر نیم-صحیح از اندیس v ، یعنی

¹ conformal time

تعمیم‌های حاصل از مد مجانبی دسیته

الف) طیف توانی وابسته به مقیاس با مد مجانبی

برای محاسبه طیف توانی ما نیاز به محاسبه کمیت زیر داریم [1]،

17

$$\langle \hat{u}_k(\tau) \hat{u}_{k'}(\tau) \rangle = \frac{1}{2} (2\pi)^3 \delta^3(k + k') |u_k(\tau)|^2$$

این رابطه برحسب اختلال انحنا \mathcal{R} به صورت زیر نوشته می‌شود،

$$\langle \hat{R}_k(\tau) \hat{R}_{k'}(\tau) \rangle = (2\pi)^3 \delta^3(k + k') P_{\mathcal{R}} \quad 18$$

همچنین داریم،

$$\Delta_{\mathcal{R}}^2 = \frac{k^3}{2\pi^2} P_{\mathcal{R}} \quad 19$$

که در روابط فوق داریم،

$$\mathcal{R}_k = \frac{v_k}{z} = \frac{v_k}{a} \left(\frac{H}{\dot{\phi}} \right) \quad 20$$

در روابط فوق $P_{\mathcal{R}}$ و $\Delta_{\mathcal{R}}^2$ به ترتیب طیف توانی و طیف توانی بی‌بُعد هستند.

اگر در فرمول‌های بالا به جای مد خلأ از مد استاندارد بانچ-دیویس (دسیته خلأ) استفاده کنیم، برای طیف توانی به جواب استاندارد مقیاس-ناوردا می‌رسیم. اما با جای‌گذاری مدهای تعمیم یافته مجانبی 8 در فرمول محاسبه طیف 19، طیف توانی وابسته به مقیاس تعمیم یافته به صورت زیر به دست می‌آید [1]،

21

$$4_{\mathcal{R}}^2 = \frac{H^2}{(2\pi)^2} \left(\frac{H^2}{\dot{\phi}^2} \right) \left(\frac{2}{2\nu - 1} \right)^2 \times \left[c + \frac{d^2}{k^2 \tau^2} + \dots \right]$$

در رابطه فوق، H پارامتر هابل و ϕ میدان اسکالر تورمی است. برای c و d نیز برابری‌های زیر را داریم [9]،

$$c = \frac{4\nu^2 - 1}{8}, \quad d = \frac{c(c-1)}{2} \quad 22$$

که در حالت حدی فضا-زمانی دسیته $\nu = 1/5$ ، ما مقادیر $c = 1$ را داریم که طیف 9 به طیف مرسوم مقیاس-ناوردا تبدیل می‌شود.

مقدار دقیق $\nu = 1/5$ برای فضا-زمان خلأ دسیته بوده، ولی این مقادیر ν به دست آمده، نزدیک به $1/5$ یعنی شبه دسیته می‌باشند. بنابراین انتخاب مدهای شبه دسیته می‌تواند عاملی برای مقیاس ناوردایی اندیس اسکالر طیفی در نظر گرفته شود.

انگیزه نظری برای مدهای دسیته مجانبی

در روش میدان پس‌زمینه برای محاسبه اختلال در فضا-زمان منحنی داریم،

15

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \Rightarrow$$

$$h_{\mu\nu} = \delta g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \eta_{\mu\nu}$$

که در آن $g_{\mu\nu}$ متریک فضا-زمان اصلی، $\eta_{\mu\nu}$ متریک مربوط به فضا-زمان پس‌زمینه و $h_{\mu\nu}$ مقدار اختلال روی فضا-زمان است. اگر دقت کنیم معادله فوق که برای محاسبه اختلال متریک می‌باشد، تقارن در فضا-زمان خمیده را می‌شکند، زیرا $\eta_{\mu\nu}$ متریک مربوط به فضا-زمان تخت می‌باشد در حالی که $g_{\mu\nu}$ متریک مربوط به فضا-زمان منحنی واقعی است. برای داشتن تقارن باید همه جملات معادله 9 از فضا-زمان خمیده و به صورت زیر انتخاب شوند:

$$\delta g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - g_{\mu\nu} \quad 16$$

پیشنهاد ما برای فضا-زمانی پس‌زمینه $g_{\mu\nu}$ ، فضا-زمان دسیته و برای فضا-زمان $g_{\mu\nu}$ واقعی، فضا-زمان دسیته برانگیخته یا دسیته مجانبی است [3]. برای مدهای دسیته مشکل نداریم، ولی برای انتخاب مدهای فضا-زمان دسیته برانگیخته از مدهای دسیته مجانبی رابطه 8 استفاده می‌کنیم [1، 2].

این رابطه به‌طور ضمنی ارتباط مستقیم بین نوع معادله حالت شارۀ کیهانی ω و نوع فضا-زمان خاص مربوط به هر دوره v ، را نشان می‌دهد. به‌عنوان مثال برای فضا-زمان دسیته خالص یعنی $v=1/50$ ، مقدار عددی $\omega=-1$ را خواهیم داشت که نشان دهنده فشار منفی و دافعه گرانشی در دوره تورم اولیه است.

د) طیف ذرات خلق شده اولیه

طیف تعداد ذرات خلق شده اولیه نیز با استفاده از مدهای دسیته مجانبی 8 به‌صورت زیر به‌دست می‌آید [8].

$$\langle N \rangle = -\frac{1}{2} - \frac{1}{4} \left| \frac{1}{\sigma_0^2} - 2c \right|^{\frac{1}{2}} \times [\sigma_0 + c\sigma_0 + d^2\sigma_0^5 + \dots] - \frac{1}{4 \left| \frac{1}{\sigma_0^2} - 2c \right|^{\frac{1}{2}}} \times \left[\frac{1}{\sigma_0} - c\sigma_0 + (c-d)^2\sigma_0^3 + 4d^2\sigma_0^5 + \dots \right]$$

به‌نظر می‌رسد نتیجه استفاده از یک پس‌زمینه غیر دسیته، جفت‌شدگی غیر کمینه بین میدان اسکالر و گرانش [8] و در نتیجه به‌وجود آمدن جملات تصحیح در طیف توانی و طیف ذرات خلق شده در کیهان اولیه می‌باشد. جواب تعمیم یافته فوق نیز در دو حد خاص فضا-زمان مینکوفسکی $c=0$ و فضا-زمان دسیته $c=1$ به جواب‌های متعارف قبلی منجر می‌شود [8].

بازسازی مدهای دسیته مجانبی با استفاده از

داده‌های پلانک

در شکل 1 طیف توانی حاصل از مدل دسیته مجانبی در مقایسه با طیف توانی حاصل از مدل مشهور Λ CDM و داده‌های پلانک 2015 نشان داده شده است [5,10].

ب) تصحیحات فرایلانگی مرتبه بالا

با در نظر گرفتن حد طول اولیه قطع Λ و حد زمان اولیه قطع $\tau_0 = -\Lambda/Hk$ ، پیش‌بینی‌های مدل تورمی دارای تصحیحاتی از مراتب مختلف برحسب $\sigma_0 = H/\Lambda$ می‌شوند. تصحیحات فرایلانگی دنیلسون برای فضا-زمان دسیته از مرتبه اول σ_0 و به‌صورت زیر است [4].

$$P(k) = \left(\frac{H}{2\pi}\right)^2 \left[1 - \sigma_0 \sin\left(\frac{2}{\sigma_0}\right)\right] \quad 23$$

اما تعمیم برای مدهای دسیته مجانبی 8 به‌صورت زیر به‌دست می‌آید [4,9]:

$$P(k) = \left(\frac{H}{(1-2v)\pi}\right)^2 \quad 24$$

$$\times \left[1 - c\sigma_0 \sin\left(\frac{2}{\sigma_0}\right) + \frac{1}{2}(c\sigma_0)^2 - \frac{1}{4}(c\sigma_0)^3 \sin\left(\frac{2}{\sigma_0}\right) + \dots\right]$$

همان‌طور که مشاهده می‌شود، این جواب تعمیم یافته شامل مراتب اول و بالاتر از تصحیحات فرایلانگی σ_0 می‌باشد و در حالت حدی فضا-زمان دسیته $c=1$ شامل جمله مرتبه یک جواب مرسوم دنیلسون خواهد شد.

ج) معادله حالت شارۀ کیهانی وابسته به نوع فضا-زمان

از معادله ماخائف ساساکی برحسب اندیس v ، به حل زیر برحسب زمان t برای فاکتور مقیاس می‌رسیم:

$$a(t) \approx t^{(\frac{1}{2}-v)/(\frac{3}{2}-v)} \quad 25$$

و با هم ارز قرار دادن فاکتور مقیاس فوق برحسب v و فاکتور مقیاس در مدل مهبانگ برحسب ω یعنی

$$a(t) \approx t^{\frac{2}{3(1+\omega)}} \quad 26$$

برای شارۀ کامل $p=\omega\rho$ به‌دست می‌آوریم [2]:

$$\omega = \frac{1}{3} \left(\frac{2v+3}{1-2v}\right) \quad 27$$

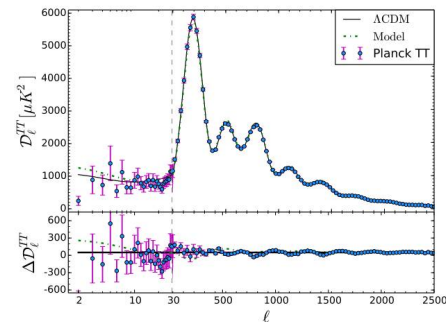
موضوع با امواج گرانشی اولیه در حال تحقیق و بررسی است.

سپاس‌گزاری

در اینجا بر خود لازم می‌دانیم از اساتید و همکاران ارجمند آقایان حسن فیروزجاهی، مارتین کونز، جان پییرگازو، محمد وحید تکوک، مسلم زارعی، سندپیان کاندو، محمد رضا تنهایی اهری، سید عطالله سجاسی و حسین مصحفی سپاس‌گزاری و قدردانی کنم. این کار تحقیقاتی با حمایت مالی دانشگاه آزاد اسلامی، واحد آیت الله آملی، آمل صورت گرفته است.

مرجع‌ها

- [1] E. Yusofi, M. Mohsenzadeh, Scale-dependent power spectrum from initial excited-de Sitter modes, *Journal of High Energy Physics* 09 (2014) 020.
- [2] E. Yusofi, M. Mohsenzadeh, An Asymptotic Method for Selection of Inflationary Modes, *Modern Physics Letters A* **30**, 9 (2015) 1550041.
- [3] M. Mohsenzadeh, et al, Power spectrum with auxiliary fields in de Sitter space-time, *The European Physical Journal C* (2014) 74:2920-5.
- [4] E. Yusofi et al, Non-Linear Trans-Planckian Corrections of Spectra due to the Non-trivial Initial States, *Physics Letters B* **735** (2014) 261-265.
- [5] A. Sojasi, et al, Large-Angular Scales CMB Anisotropy from Excited Initial Mode, *Chinese Physics C* **40**, 7 (2016) 75101.
- [6] E. Yusofi, et al, Inflation in Non-de Sitter Background with Coherent States, *Communications in Theoretical Physics* **65** (2016) 308-314.
- [7] M. Mohsenzadeh et al, Corrections of the Spectra with de Sitter Background in Krein Space, *Iranian Journal of Physics Research (IJPR)*, 2016.
- [8] E. Yusofi, et al, Non-minimal Particles Creation from Asymptotic-de Sitter Inflation, Accepted for publication, *International Journal of Theoretical Physics*, Arxiv: 1506.02767.



شکل 1. طیف توانی ناهمسانگردی دمایی مدل دسیته مجانبی در مقایسه با طیف مدل استاندارد Λ CDM و داده‌های پلانک 2015.

با منطبق کردن مدل با داده‌های پلانک 2015 (DR2)، مقدار $c \cong 1/05$ برای مدل به دست آمده است که با مد اولیه خالص دسیته $c=1$ ، انحراف ناچیز در حدود 0/05 دارد [10].

بحث و نتیجه‌گیری

ما برای برگشت تقارن به فضا-زمان خمیده، فضا-زمان پس زمینه را به جای تخت، دسیته و فضا-زمان اصلی را به جای دسیته، شبه‌دسیته مجانبی در نظر گرفتیم. از طرفی دیگر قید مشاهداتی مربوط به اندیس طیفی استفاده از چنین مدهای شبه دسیته را تأیید می‌کند. بنابراین و در ابتدا مدهای دسیته مجانبی را از بسط مجانبی توابع هنکل در زمان‌های اولیه به دست آوردیم. سپس برای آزمون درستی این مدهای کلی به محاسبه شکل تعمیم یافته طیف توانی، تصحیحات فرابلانکی و طیف خلق ذرات پرداختیم که نتایج حاصل در تمام این موارد دارای تصحیحات مراتب بالاتر شده و در حد فضا-زمانی تخت و دسیته به جواب‌های استاندارد قبلی منجر شده است. در نهایت قیود ناشی از داده‌های پلانک 2015 را برای انتخاب درست از ضرایب بسط آن در نظر گرفتیم. به نظر می‌رسد با توجه نتایج به دست آمده از مد اولیه غیر دسیته منشاء اولیه تمام تحولات، خلق ذرات، ناهمسانگردی در CMB و شکل‌گیری ساختار در کیهان؛ ناشی از نوسانات در فضا-زمان پس‌زمینه و هندسه آن باشد. ارتباط این

[9] M. Mohsenzadeh et al, Higher Order Corrections to Asymptotic-de Sitter Inflation, *Chinese Physics C* **41**, 8 (2017) 085101.

[10] H. Moshafi, et al, Reconstruction of initial Asymptotic-de Sitter mode in light of the Planck data, Arxiv:1702.08790.