پژوهشگاه دانشهای بنیادی

شماره مقاله (سخنرانی) : ۲

مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

بازخوانی تورم با مدهای اولیه ی شبه دوسیته

یوسفی رمنتی [۱]، ابراهیم و محسن زاده گنجی [۲]، مجید و تنهایی اهری [۳]، محمد رضا

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد آیت الله آملی، آمل، مازندران

[۲] گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد قم، قم

[۳] گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد تهران مرکزی، تهران

چکیده

داده های اخیر ماهواره ی پلانک در زمینه ی تورم، فضا-زمانی با پس زمینه ی شبه دوسیته و همچنین طیف توانی تقریبا مقیاس ناوردا با توزیع غیرگوسینی نزدیک به صفر را نشان می دهد. در این مقاله با استفاده از بسط مجانبی تابع هنکل در زمان های بسیار اولیه به مدهای اولیه ای برای خلأ دست می یابیم که هم شبه دوسیته و غیر-خطی هستند و هم می توانند باعث ایجاد طیف توانی وابسته به مقیاس شوند. همچنین با استفاده از پس زمینه و مدهای شبه دوسیته می توانیم به نتایج تعمیم یافته ای برای خلق ذرات، تصحیحات فراپلانکی و تورم با جفت شدگی غیر کمینه دست یابیم که در حد فضای مینکوفسکی و دوسیته به جواب های مرسوم قبلی منتهی می شوند.

مقدمه

همان طور که می دانیم در فضای تخت مینکوفسکی به علت داشتن بردار کیلینگ زمان- گونه یک خلأ خوش تعریف و یکتا وجود دارد، اما برای فضاهای خمیده، به خصوص فضای انبساط یابنده‌ی دوره‌ی تورمی، تعیین خلأ یکتا دارای ابهام می باشد. همچنین می دانیم ساده ترین فضای خمیده با تقارن بالا، فضای دوسیته است[1] . اما در دوره‌ی تورمی، به دلیل انبساط آن، فضا-زمان تقریباً دوسیته بوده و در تقریب اول می توان آن را دوسیته در نظر گرفت. بنابراین انتخاب خلأ خاص و مناسب در این فضا - زمان انبساط یابنده‌ی تورمی یکی از چالش های بزرگ می باشد[1].

از آنجایی که در نظر گرفتن مدهای خلأ متفاوت و غیر خطی، ممکن است باعث ایجاد تصحیحاتی در طیف توانی شود، بنابراین ما در این مقاله ابتدا مدهای خلأ غیرخطی غیردوسیته را به عنوان مد تعمیم یافته معرفی کرده [1,2]و سپس به بررسی تغییرات و تصحیحات حاصل از آن در طیف توانی، خلق ذرات و ... می پردازیم[5 – 1].

معرفی مد های اولیه‌ی غیردوسیته

به علت انبساط لحظه به لحظه ی کیهان، حالت دینامیکی فضا-زمان پس زمینه ی کیهانی در حال تحول بوده، از این رو حل معادله ی میدان تورمی(معادله ی ماخانف) در حالت کلی و به صورت تحلیلی بسیار سخت می باشد. به همین دلیل معمولا از روش های عددی و شرایط حدی برای بدست آوردن جواب های تقریبی استفاده می شود. از آنجایی که حل کلی معادله ی حرکت به توابع هنکل منجر می شود، ما از *بسط مجانبی توابع هنکل* به مدهای اولیه ی غیردوسیته زیر بر حسب اندیس ν و زمان همدیس τ با شرط فرکانس مثبت دست می یابیم[2]،

مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

$$v_k^{\nu} = \frac{e^{-k\tau}}{\sqrt{2k}}\left(1 - i\frac{4\nu^2-1}{8k\tau} - \frac{(4\nu^2-1)(4\nu^2-9)}{2!(8k\tau)^2} - \cdots\right) \qquad (1)$$

نکته ی بسیار جالب این است که توابع مربوط به مدهای فوق به ازای مقادیر نیم-صحیح از اندیس ν، یعنی $\nu = \pm 1/2, \pm 3/2, \pm 5/2$، جواب های دقیق و مرسوم مینکوفسکی، دوسیته را خواهند داشت[3]:

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

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

لازم به ذکر است که مورد آخری یک مد غیرخطی غیردوسیته بر حسب $1/k\tau$ می باشد. نکته ی کلیدی در مورد این مدهای جدید این است که به ازای مقادیر غیر نیم -صحیح از اندیس ν ، همواره تقریبی بوده و می توانند شامل تمام جملات با مراتب بالاتر و غیرخطی بر حسب $1/k\tau$ باشند.

قید روی اندیس طیفی اسکالر به عنوان یک انگیزه ی مشاهداتی

حل معادله ی حرکت ماخانف برای حالت های غیردوسیته (یعنی $\nu \neq 3/2$) به فاکتور مقیاس $a(\tau) \propto |\tau|^{\frac{1}{2}-\nu}$ ، بر حسب زمان همدیس منجر می شود، که در آن به ازای $(\nu > 3/2)$ انبساط تورمی از نوع قانون توانی خواهیم داشت. همچنین در این حالت برای اندیس طیفی اسکالر n_s شرط $n_s - 1 = 3 - 2\nu$ ، را داریم. با استفاده از داده های پلانک در ترکیب با قطبش داده های کاوشگر دبلیومپ در مقیاس های زاویه ای بزرگ، به قید زیر برای اندیس تابع هنکل می رسیم[2]،

$$1.51 \leq \nu \leq 1.53, \qquad (4)$$

این مقادیر ν ، مخالف $3/2$ بوده و انگیزه ی تجربی ما به استفاده از مدهای خلأ غیردوسیته می باشد.

طیف توانی وابسته به مقیاس

اگر از مدهای خلأ غیردوسیته (۱) در محاسبه ی طیف توانی استفاده کنیم، برای حد مقیاس های ابر- افق خواهیم داشت [2]،

$$\Delta^2_{\mathcal{R}} = \frac{H^2}{(2\pi)^2}\left(\frac{H^2}{\dot{\phi}^2}\right)\left(\frac{1}{\nu - 1/2}\right)^2\left[\alpha + \frac{\beta^2}{k^2\tau^2} + \cdots\right]. \qquad (5)$$

در رابطه‌ی فوق $\Delta^2_{\mathcal{R}}$ طیف توانی بی بعد است و برای α و β برابری‌های زیر را داریم،

$$\alpha = \frac{4\nu^2-1}{8}, \quad \beta = \frac{\alpha(\alpha-1)}{2}, \qquad (6)$$

که در حالت حدی فضای دوسیته $\nu = 3/2$ ، ما مقادیر $\alpha = 1$ را داریم که به طیف مرسوم مقیاس- ناوردا تبدیل می شود[2].

تصحیحات فرا پلانکی- تعمیم روش دنیلسون

مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

اگر در ناحیه‌ی تورمی شبه- دوسیته، مد خلأ شبه-آلفا را که از بسط تقریبی تابع هنکل بدست می آید، را در نظر گیریم، مشابه با روش دنیلسون[4] برای تصحیحات فرا-پلانکی تا مرتبه ی سوم تصحیح به فرم کلی زیر برای طیف توانی می رسیم[3, 4]:

$$P(k) = \left(\frac{H}{2\pi}\right)^2 \left[1 - \frac{H}{\Lambda}\sin\left(\frac{2\Lambda}{H}\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{H}{2\Lambda}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{H}{2\Lambda}\right)^3 \sin\left(\frac{2\Lambda}{H}\right) + \cdots\right]. \qquad (7)$$

این جواب تعمیم یافته شامل مراتب خطی و غیر-خطی از تصحیحات فرا-پلانکی H/Λ می‌باشد و در حالت حدی فضای دوسیته دقیقا به جواب مرسوم مرتبه ی یک دنیلسون تبدیل می شود.

خلق ذرات با جفت شدگی غیر-کمینه

با استفاده از مدهای (۱) برای طیف خلق ذرات اولیه به رابطه ی کلی زیر می رسیم[5]:

$$\langle N\rangle = -\frac{1}{2} + \frac{1}{4}|k^2\tau^2 - 2\alpha|^{\frac{1}{2}}\left[\frac{1}{k\tau} + \frac{\alpha}{k^3\tau^3} + \frac{\beta^2}{k^5\tau^5} + \cdots\right] + \frac{1}{4|k^2\tau^2-2\alpha|^{\frac{1}{2}}}\left[k\tau - \frac{\alpha}{k\tau} + \frac{(\alpha-\beta)^2}{k^3\tau^3} + \frac{4\beta^2}{k^5\tau^5} + \cdots\right] \qquad (8)$$

جواب تعمیم یافته ی فوق نیز در دو حد خاص فضای مینکوفسکی و دوسیته به جواب های متعارف منجر می شود. با در نظر گرفتن میدان تورمی در زمینه ی غیردوسیته یک هم ارزی جالب بین اندیس ν و ضریب جفت شدگی ξ به صورت $\alpha = 1 - 6\xi$ ، به وجود می آید که برای حالت خاص دوسیته ذرات خلق شده بی جرم و با گرانش، جفت شدگی کمینه دارند ولی برای فضای غیردوسیته به صورت هم ارز می توانیم ذرات خلق شده را ذرات بی جرم با جفت شدگی غیر-کمینه یا ذرات جرم دار با جفت شدگی کمینه در فضای دوسیته در نظر بگیریم[5].

نتیجه گیری

ما برای حل معادله ی ماخانف روش بسط مجانبی توابع هنکل را پیشنهاد دادیم. از طرفی دیگر قید مشاهداتی مربوط به اندیس طیفی استفاده از چنین مدهای غیرخطی و شبه دوسیته را تایید می کند. برای آزمودن این مدهای کلی به محاسبه ی شکل تعمیم یافته طیف توانی، تصحیحات فراپلانکی و طیف خلق ذرات پرداختیم که نتایج حاصل در تمام این موارد در حد فضای تخت و دوسیته به جواب های استاندارد قبلی منجر شده است. نتیجه ی بسیار مهم از روش پیشنهادی اینست که ما می توانیم منشا تمام تحولات، خلق ذرات و شکل گیری ساختار را به تغییرات فضا-زمان پس زمینه نسبت دهیم.

سپاسگزاری: این کار تحقیقی خلاصه ی نتایج حاصل از رساله ی دکتری ابراهیم یوسفی رمتی تحت راهنمایی و مشاوره ی اساتید ارجمند آقایان دکتر محمد وحید تکوک، مجید محسن زاده گنجی و محمد رضا تنهایی اهری می باشد و با حمایت مالی دانشگاه آزاد اسلامی واحد آیت الله آملی انجام شده است.

مرجع‌ها

۱. E. Yusofi and M. Mohsenzadeh, *Scale-dependent power spectrum from initial excited-de Sitter modes, JHEP* **09** (2014) 020.

۲. E. Yusofi and M. Mohsenzadeh, *an Asymptotic Method for Selection of Inflationary Modes, Mod. Phys. Lett. A* **30**, 9 (2015) 1550041.

۳. M. Mohsenzadeh, M. R. Tanhayi and E. Yusofi, *Power spectrum with auxiliary fields in de Sitter space-time, Eur. Phys. J. C* (2014) **74**:2920-5.

٤. E. Yusofi and M. Mohsenzadeh, *Non-Linear Trans-Planckian Corrections of Spectra due to the Non-trivial Initial States, Phys. Lett. B* **735** (2014) 261-265.

مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

5. E. Yusofi, M. Mohsenzadeh and M. R. Tanhayi, *Non-minimal Particle Creation in Non-de Sitter Inflationary Background, under review*.