مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۱۶، شمارهٔ ۲، تابستان ۱۳۹۵

تصحیحات طیف با پس‌زمینهٔ دوسیته در فضای کرین

مجید محسن‌زاده[۱] و ابراهیم یوسفی[۲]

۱. گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد قم، قم

۲. گروه فیزیک، واحد آیت الله آملی، دانشگاه آزاد اسلامی، آمل

پست الکترونیکی: mohsenzadeh@qom-iau.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۳/۳/۱۲ ، دریافت نسخهٔ نهایی: ۱۳۹۵/۱/۲۴)

چکیده

امواج گرانشی، آخرین پیش‌بینی تأیید نشدهٔ نظریه نسبیت عام است. این امواج، نوسان‌هایی ریز در چارچوب عالم هستند که انرژی را در پهنهٔ فضا منتقل می‌کنند. طیف این امواج می‌تواند از اثرات غیر- خطی در دوره‌های مختلف تحول کیهان، به خصوص از مد خلاء غیر- خطی و برانگیخته اولیه نشأت گرفته باشد. بر همین اساس، در این مقاله با در نظر گرفتن مد غیر- خطی برانگیختهٔ دوسیته به عنوان مد اصلی، به بررسی طیف توانی حاصل می‌پردازیم و تصحیحات به دست آمده در دو فضای هیلبرت و کرین را با هم مقایسه می‌کنیم. روش باز بهنجارش ارائه شده در این مقاله باعث حفظ تقارن فضا- زمان خمیده شده و ما را به استفاده از مد برانگیختهٔ دوسیته تحریک می‌کند. همچنین تصحیحات به دست آمده با این مد غیر- خطی برانگیخته، شامل جملات مرتبهٔ دوم بوده و در حد مد خطی با نتایج به دست آمده از روش های مرسوم یکسان است.

واژه‌های کلیدی: طیف توانی، پس زمینهٔ دوسیته، تورم، فضای کرین

۱. مقدمه

سناریوی تورم [۱]، به طور علیتی می‌تواند منشاء اختلالات چگالی در نواحی خارج از افق در عالم بسیار اولیه را توضیح دهد. این اختلالات در واقع همان بذرهای مربوط به ساختار فعلی مشاهده شده در عالم می‌باشند. در طی دورهٔ تورمی، اندازهٔ فیزیکی مربوط به هر مد اختلالی سریع‌تر از افق رشد کرده، از آن عبور کرده و یخ می‌زند. پس از پایان دورهٔ تورمی، این مدهای خارج شده از افق، به داخل افق برگشته و سپس تحت نیروی گرانشی به صورت کهکشان‌ها و خوشه‌های کهکشانی در ساختار کیهانی رشد می‌یابند [۲]. به طور طبیعی رعایت اصل علیت در داخل شعاع هابل به ما این اجازه را می‌دهد تا بتوانیم دامنهٔ اولیهٔ این اختلالات را مشخص کنیم، البته با این فرض مسلم که منشاء این اختلالات، افت و خیزها در خلاء اولیه است.

همان طور که می‌دانیم به علت داشتن بردار کلینگ زمان- گونه در فضای تخت مینکفسکی یک خلاء خوش- تعریف و یکتا وجود دارد، اما برای فضای خمیده، به خصوص فضای انبساط یابنده در دورهٔ تورمی، تعیین خلاء یکتا دارای ابهام است [۳]. ساده‌ترین فضای خمیده با تقارن بالا، فضای دوسیته است که برای آن می‌توان خلاء بانچ- دیویس و خلاء آلفا را در

نظر گرفت که بسیار مورد توجه کیهان شناسان نیز می‌باشد [۴]. اما در دورهٔ تورمی، به دلیل شرایط خاص آن مرحله، به خصوص نوع انبساط آن، فضا- زمان تقریباً دوسیته بوده و در حالت حدی می‌توان آن را دوسیته 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 [۵]. بنابراین انتخاب خلاء مناسب برای این فضا- زمان انبساط یابندهٔ نمایی یکی از چالش‌های مهم در این زمینه است.

به خوبی می‌دانیم که در نظریهٔ میدان‌های کوانتومی می‌توان با استفاده از شرط هادامارد[۱] یک حالت خلاء یکتا برای میدان‌های کوانتومی تعیین کرد. این شرط بیان می‌کند که در مقیاس‌های به اندازهٔ کافی کوچک حتی با وجود انحنا، فضا- زمان باید به شکل مینکفسکی (تخت) به نظر برسد [۶].

در این مقاله فرض ما بر این است که سطوح دارای انرژی بالاتر از انرژی پلانک (قطع) Λ، کاملاً ناشناخته بوده و در نتیجه شرط هادامارد دیگر کاربردی نخواهد داشت. همان طور که در بالا اشاره شد، در حالتی که طول موج فیزیکی λ یک مد خیلی کوچکتر از شعاع هابل باشد، یعنی $\lambda/H^{-1} \to 0$، ما می‌توانیم از انبساط فضا صرف نظر کرده و خلاء را تخت در نظر بگیریم. اما هنگامی که یک طول فیزیکی محدود، یعنی $\lambda = \Lambda^{-1}$ ، را در نظر می گیریم، آنگاه مقدار تصحیح $H/\Lambda = (\Lambda/H)^{-1}$ را برای فضا- زمان تورمی انبساط یابنده خواهیم داشت. این تصحیحات می‌تواند در طیف توانی بر حسب یک سری از توان‌های H/Λ بسط داده شود [۷-۱۷]، به طوری که در مرتبهٔ صفرم بسط، با شرط $H \to 0$ ، که به معنی نداشتن انبساط است، به طیف توانی استاندارد خواهیم رسید [۱۸]. در مقالهٔ دنیلسون [۱۹] با در نظر گرفتن خلاء آلفا، تصحیح طیف توانی از مرتبهٔ اول H/Λ به دست آمده است. از طرفی، در روش «نظریهٔ میدان موثر[۲]»، با در نظر گرفتن مشتقات مرتبهٔ بالاتر، به تصحیحات مرتبهٔ دوم H/Λ در طیف توانی رسیده‌اند [۱۴]. برای بررسی کامل‌تر این تصحیحات به مراجع [۱۶-۲۰] رجوع فرمایید.

از آنجایی که در نظر گرفتن مرتبه‌های غیر- خطی در مد خلاء نیز ممکن است باعث ایجاد تصحیحاتی در طیف توانی شود، یا حتی باعث ظهور اثرات غیر- گاؤسی در مشاهدات CMB شود، ما در این مقاله با بسط مد خلاء استاندارد دوسیته تا مرتبهٔ دوم، مد خلاء برانگیختهٔ دوسیته را در نظر گرفته و به بررسی طیف توانی با استفاده از این خلاء می‌پردازیم. این خلاء را «برانگیختهٔ دوسیته» می‌نامیم زیرا در این رویکرد جدید با استفاده از روش میدان زمینه[۳] خلاء بانچ- دیویس(دوسیته) را خلاء پس‌زمینه و خلاء جدید را حالت برانگیختهٔ آن در فضای خمیده در نظر گرفتیم، به طوری که در حالت حدی بتواند بر خلاء پس‌زمینه منطبق شود. لازم به ذکر است که در نظر گرفتن مرتبهٔ بالاتر تصحیح در اینجا می‌تواند به معنی در نظر گرفتن میدان برهم‌کنشی نیز باشد. از این رو در بخش دوم مروری بر محاسبهٔ طیف توانی استاندارد در فضای هیلبرت خواهیم داشت. در بخش سوم خلاء برانگیخته را معرفی کرده و طیف توانی حاصل از این خلاء را با بهره‌گیری از روش فضای کرین [۲۱-۲۶] مورد بررسی قرار می‌دهیم. در بخش پایانی به مقایسهٔ نتایج حاصل از انتخاب پس‌زمینه دوسیته به جای پس‌زمینه میکنفسکی و نیز به مقایسهٔ نتایج حاصل از انجام محاسبات در فضای کرین به جای انجام محاسبات در فضای هیلبرت خواهیم پرداخت.

۲. معادلهٔ میدان تورمی

سنجهٔ دوسیتهٔ زیر عالم را در دورهٔ تورمی توصیف می‌کند:

$$ds^2 = dt^2 - a(t)^2 dx^2 = a(\eta)^2 (d\eta^2 - dx^2) , \qquad (1)$$

که درآن η زمان همدیس بوده و عامل مقیاس به صورت $a(\eta) = (-1)/H\eta$ تعریف می‌شود. کنش مربوطه به صورت زیر داده می‌شود:

$$S = \frac{1}{2}\int d^4x\sqrt{-g}\left(R - (\nabla\phi)^2 - m^2\phi^2\right). \qquad (2)$$

از طرفی معادلهٔ میدان بی- جرم با استفاده از کنش بالا به صورت زیر به دست می آید:

$$\phi'' + 2\frac{a'}{a}\phi' - \nabla^2\phi = 0 , \qquad (3)$$

۱. Hadamard condition

۲. Effective field theory

۳. Background field method

که در آن پریم نشان‌دهندهٔ مشتق‌گیری نسبت به زمان همدیس است. با جای‌گذاری $\varphi_k(\eta)=\frac{1}{a}u_k(\eta)$، معادلهٔ مد به صورت زیر تبدیل می‌شود:

$$u_k'' + \left(k^2 - \frac{a''}{a}\right)u_k = 0 \tag{4}$$

حل کلی این معادله، مد خلاء u_k را به صورت زیر می‌دهد [۱۸]

$$u_k = \frac{\sqrt{\pi\eta}}{2}\left(A_k H_\nu^{(1)}(k\eta) + B_k H_\nu^{(2)}(k\eta)\right) . \tag{5}$$

در اینجا $H_\nu^{(i)}(k\eta)$ تابع هنکل نوع iام می‌باشد. بسط این تابع را برای مقادیر $|k\eta|$ بزرگ و تا مرتبهٔ اول بر حسب $(k\eta)^{-1}$ برای فضای خاص دوسیته می‌توان به صورت دقیق زیر نوشت

$$H^{(1)}_{3/2} = \frac{1}{\sqrt{2k}}\left(1-\frac{i}{k\eta}\right)e^{-k\eta} . \tag{6}$$

اما برای فضای تقریباً دوسیته می‌توان جواب تقریبی زیر را پیشنهاد داد:

$$H^{(1)}_{\nu\approx 3/2} = \frac{1}{\sqrt{2k}}\left(1-\frac{i}{k\eta}-\frac{1}{2}\left(\frac{i}{k\eta}\right)^2\right)e^{-k\eta} . \tag{7}$$

برای هر مد خلاء u_k در (۵)، طیف توانی به صورت زیر محاسبه می‌شود [۱۹]

$$P_\varphi(k) = \frac{k^3}{2\pi^2 a^2}|u_k|^2 . \tag{8}$$

همان طور که می‌دانیم امواج گرانشی اولیه (افت و خیزهای مد تانسوری) از افت و خیزهای سنجه ناشی می‌شوند. برای بررسی این امواج می‌توان آن را متناظر با یک میدان اسکالر بی جرم آزاد دانست، پس می‌توان از معادلات حرکت (۴) به طور تقریبی برای توصیف این امواج گرانشی استفاده کرد. از این‌رو، می‌توان انتظار داشت که جدای از یک سری ضرایب، طیف توانی برای امواج گرانشی متناسب با طیف توانی میدان اسکالر باشد.

۳. طیف توانی در فضای هیلبرت

۱.۳. طیف توانی با مد خلاء بانچ- دیویس

برای فضای با سنجهٔ دوسیته یعنی $H=\text{cte}, \frac{a''}{a}=\frac{2}{\eta^2}$ حل دقیق معادلهٔ (۴) به صورت زیر به دست می آید

$$u_k = \frac{A_k}{\sqrt{2k}}\left(1-\frac{i}{k\eta}\right)e^{-ik\eta} + \frac{B_k}{\sqrt{2k}}\left(1+\frac{i}{k\eta}\right)e^{ik\eta} \tag{9}$$

که در آن A_k و B_k ضرایب دلخواه می‌باشند. انتخاب مختلف از این دو ضریب به ما تابع مدهای متفاوت می‌دهد و در نتیجه برای انتخاب خلاء یکتا ابهام خواهیم داشت. اما با در نظر گرفتن این نکته که طبق شرط هادامارد، این خلاء در زمان‌های نخستین یعنی $\eta \to -\infty$ باید به سمت خلاء تخت با بسامد مثبت میل کند و نیز اعمال شرط بهنجارش می‌توانیم به خلاء بانچ- دیویس $(B_k=0,\ A_k=1)$ برسیم

$$u_k^{B.D} = \frac{1}{\sqrt{2k}}\left(1-\frac{i}{k\eta}\right)e^{-ik\eta} . \tag{10}$$

برای هر مد داده شده، تابع دو- نقطهٔ میدان (طیف توانی) به صورت زیر داده می‌شود:

$$\left\langle \varphi^2 \right\rangle = \frac{1}{(2\pi)^3}\int \frac{|u_k|^2}{a^2} d^3k . \tag{11}$$

از معادلات (۱۰) و (۱۱) می‌توانیم بنویسیم:

$$\left\langle \varphi^2 \right\rangle = \frac{1}{(2\pi)^3}\int d^3k \left[\frac{1}{2ka^2}+\frac{H^2}{2k^3}\right], \tag{12}$$

جملهٔ اول سهم معمول مربوط به افت و خیزهای خلاء در فضا- زمان مینکفسکی بوده و می‌توانند بعد از فرآیند مرتب سازی عادی حذف شود [۱]. بنابراین طیف توانی بازبهنجار شدهٔ مربوط به افت و خیزهای میدان اسکالر به صورت مقیاس- ناوردای زیر داده می‌شود [۲۷ و ۲۸]

$$P_\varphi(k) = \left(\frac{H}{2\pi}\right)^2 . \tag{13}$$

۲.۳. طیف توانی با مد خلاء برانگیختهٔ دوسیته

از آنجایی که ما به دنبال تصحیحات غیر- خطی طیف توانی برای داشتن اثرات غیر- گاؤسی در مشاهدات CMB هستیم، اجازه دهید جواب (۷) را که تا مرتبهٔ دوم (غیر- خطی) بر حسب $(k\eta)^{-1}$ بسط داده شده است، به عنوان مد اصلی خلاء در دورهٔ تورمی در نظر گرفته و آن را مد خلاء برانگیختهٔ دوسیته بنامیم. یعنی داشته باشیم

$$u_k^{Exc-dS} = \frac{1}{\sqrt{2k}}\left(1-\frac{i}{k\eta}-\frac{1}{2}\left(\frac{i}{k\eta}\right)^2\right)e^{-ik\eta} , \tag{14}$$

توجه به این نکته ضروری است که این جواب جدید (۱۴)، یک جواب حدسی و تقریبی برای یک فضای تورمی شبه- دوسیته بوده

و به شکلی انتخاب شده است که با نتایج به دست آمده از کارهای دیگر وهمچنین بسط سری توانی در مرتبهٔ اول سازگار است. با توجه به این خلاء جدید، طیف توانی با در نظر گرفتن تصحیحات فیزیک فواصل کوتاه به صورت زیر محاسبه می‌شود [۲۹]

$$P_{\cdot} = \left(\frac{H}{2\pi}\right)^2 \left[2 + \frac{1}{4}\left(\frac{H}{\Lambda}\right)^2\right] \qquad (15)$$

جواب فوق از مرتبهٔ دوم H/Λ می‌باشد، اما دارای ضریب ۲ اضافی می‌باشد و به همین دلیل در حد $H/\Lambda \to 0$ به جواب معتارف (۱۳) نمی رسد.

همان طور که می‌دانیم طیف توانی محاسبه شده در فضای هیلبرت واگراست و معمولاً برای حذف این واگرایی‌ها از روش‌های قطع دست‌ساز[۱] و مرتب‌سازی عادی[۲] استفاده می‌شود. اما ما در بخش بعد برای حذف خودبه‌خودی بی‌نهایت‌های نظریه و نیز برطرف کردن ناسازگاری‌های بوجود آمده در معادلهٔ (۱۵)، از محاسبات در فضای کرینسود می‌بریم.

۴. طیف توانی در فضای کرین

فضای کرین یک فضای بزرگتر از فضای هیلبرت و شامل مجموع دو فضای هیلبرت و آنتی هیلبرت است که ناوردای دوسیته بوده و شامل حالت‌های کمکی با بسامد منفی است و با توجه به ضرب داخلی کلاین- گوردن، غیرتبهگن است. همان طور که می‌دانیم در فضای کرین مدهای با بسامد منفی به عنوان یک ابزار ریاضی و جواب کمکی استفاده می‌شوند و باعث همگرا شدن نظریه شده و یک طیف توانی با مقدار متناهی را به ما می‌دهند [۲۱، ۲۲]. طیف توانی در فضای کرین به صورت زیر محاسبه می‌شود

$$P_{\cdot} \approx \left|\phi_k^{(P)}\right|^2 - \left|\phi_k^{(N)}\right|^2 , \qquad (16)$$

در اینجا P به معنی جواب‌های با بسامد مثبت و مربوط به مد اصلی و N به معنی جواب‌های با بسامد منفی و مربوط به فضای پس‌زمینه است. در ادامه سه حالت زیر را در نظر می‌گیریم.

۴.۱. مد خلاء دوسیته با پس‌زمینهٔ تخت

در این حالت برای جواب‌های پس‌زمینه و جواب‌های فیزیکی داریم:

$$\phi_k^{BG} = \phi_k^{(N)} = \frac{1}{\sqrt{2k}} e^{+ik\tau}$$
$$\phi_k^{ph} = \phi_k^{(P)} = \frac{1}{\sqrt{2k}}\left(1 - \frac{i}{k\tau}\right) e^{-ik\tau} \qquad (17)$$

با استفاده از جواب‌های فوق در رابطهٔ (۱۶) برای طیف توانی، جواب معتارف (۱۳) را به دست می‌آوریم. دقت شود که در اینجا جواب با بسامد منفی همچون ابزار کمکی ریاضی باعث باز بهنجارش نظریه می‌شود. اما مدهای انتخابی (۱۷) هر دو از فضای خمیده نیستند و بنابراین استفاده از آنها در رابطهٔ (۱۶) باعث شکست تقارن فضا- زمان خمیده می‌شود. به عبارتی بهتر در سمت راست معادلهٔ (۱۶) مد خلاء اصلی گلوبال انتخاب شده، ولی واگرایی و تکینگی آن موضعی رفع شده است. یعنی واگرایی در فضای خمیده با استفاده از فضای تخت حذف شده است و انتخاب جواب‌ها به صورت (۱۷) تقارن فضا- زمان خمیده را می‌شکنند. حال اگر در روش فضای کرین استفاده شده در رابطهٔ (۱۶) هر دو جواب را از فضای خمیده انتخاب کنیم مشکل شکست تقارن فضای خمیده نیز مرتفع می‌شود. یعنی برای محاسبهٔ طیف توانی بهنجار می‌توانیم داشته باشیم [۳۱]،

$$\left(P_{\cdot}\right)_{\rm ren} = \left|\phi_k^{(P)}\right|^2_{\rm cur} - \left|\phi_k^{(N)}\right|^2_{\rm dS} \qquad (18)$$

که در رابطهٔ اخیر اندیس‌های ren, cur و dS به ترتیب به معنی خمیده، باز بهنجار شده و دوسیته می‌باشند.

۴.۲. مد خلاء دوسیته با پس زمینهٔ دوسیته

در این حالت برای هر دو جواب‌های پس‌زمینه و جواب‌های فیزیکی، مد دوسیته را در نظر می‌گیریم و داریم:

$$\phi_k^{BG} = \phi_k^{(N)} = \frac{1}{\sqrt{2k}}\left(1 + \frac{i}{k\tau}\right) e^{+ik\tau} ,$$
$$\phi_k^{ph} = \phi_k^{(p)} = \frac{1}{\sqrt{2k}}\left(1 - \frac{i}{k\tau}\right) e^{-ik\tau} , \qquad (19)$$

پس برای طیف توانی داریم [۲۱]

$$P_{\cdot} = \left(\frac{H}{2\pi}\right)^2 k e^{-\epsilon k^2} . \qquad (20)$$

واضح است که با حضور α در رابطهٔ (۱۸) ناوردایی مقیاس

---

۱. Hand made cutoff

۲. Normal ordering

شکسته شده و منشاء این مقیاس وردایی اختلالات امواج گرانشی می‌باشد [۳۲]، ولی با صفر شدن α جواب استاندارد ناوردای مقیاس به دست می‌آید.

۳.۴. مد خلاء برانگیختهٔ دوسیته با پس زمینهٔ دوسیته

با توجه به این که داده‌های جدید پلانک در سال ۲۰۱۴ میلادی تأییدکنندهٔ فضا- زمان تقریباً دوسیته برای تورم کیهانی می‌باشد، ما در این حالت جواب‌های فضای دوسیته [۳۳] را به عنوان پس‌زمینه (بسامد منفی) و جواب‌های فضای برانگیختهٔ دوسیته را به عنوان مد خلاء اصلی فیزیکی در نظر می‌گیریم و داریم

$$u_k^{\mathrm{BG}} = \frac{1}{\sqrt{2k}}\left(1+\frac{i}{k\eta}\right)e^{ik\eta}\ ,\qquad u_k^{\mathrm{Exc\text{-}dS}} = \frac{1}{\sqrt{2k}}\left(1-\frac{i}{k\eta}-\frac{1}{2}\left(\frac{i}{k\eta}\right)^{2}\right)e^{-ik\eta}\ , \tag{۲۱}$$

که جملات مرتبهٔ دوم در مد برانگیخته نشان دهندهٔ برهم‌کنش آن با دنیای فیزیکی می‌باشد اما مد مربوط به فضای پس‌زمینه فقط یک ابزار ریاضی برای بازبهنجاش نظریه بوده و با دنیای فیزیکی برهم‌کنشی ندارد. در این حالت با این که فضای فیزیکی در دوره تورمی تغییر کرده است، مدهای پس زمینهٔ u_k^{BG} در (۲۱) نسبت به مدهای پس‌زمینه در (۱۹) تغییر نکرده است. این به این معناست که جواب‌های با بسامد منفی در دنیای فیزیکی، انتشار پیدا نمی‌کنند. پس برای طیف توانی داریم [۳۰ و ۳۴]

$$P_\phi = \left(\frac{H}{2\pi}\right)^{2}\left[1+\frac{1}{4}\left(\frac{H}{\Lambda}\right)^{2}\right] \tag{۲۲}$$

این جواب به طور خودبه‌خودی بهنجار شده، از مرتبهٔ دوم تصحیح [۳۵] و مقیاس وردا بوده و در حد $H/\Lambda \to 0$ به جواب متعارف ناوردای مقیاس (۱۳) می‌رسد.

۵. بحث‌ها و نتایج

ما در این مقاله به بررسی محاسبهٔ تصحیحات طیف توانی افت و خیزهای میدان اسکالر ناشی از مد خلاء اولیهٔ برانگیختهٔ غیرخطی در فضا- زمان تقریباً دوسیته پرداختیم. مد خلاء برانگیختهٔ دوسیته همچون یک میدان برهم‌کنشی باعث ایجاد طیف توانی مقیاس- وردا با مراتب تصحیح بالاتر از یک می‌شود، در حالی که محاسبهٔ طیف توانی با مد خلاء دوسیته یک طیف توانی مقیاس- ناوردا را می‌دهد. در ادامه برای به دست آوردن جواب بازبهنجارشده برای طیف توانی از روش فضای کرین استفاده کردیم که این موضوع باعث به دست آمدن طیف مقیاس- وردای (۲۰) شد. لازم به ذکر است که برای این که تقارن فضا- زمان در روش فضای کرین حفظ شود مجبور شدیم که هم جواب بسامد منفی و هم جواب بسامد مثبت را از حل معادلهٔ میدان در فضای خمیده استفاده کنیم. این نکته انگیزهٔ بسیار مهم برای استفاده از مد برانگیختهٔ دوسیته به عنوان جواب فیزیکی اصلی و مد دقیق دوسیته به عنوان جواب فضای پس‌زمینه (غیرفیزیکی) شد.

مقایسهٔ دو روش محاسبه در فضای کرین که در بخش‌های ۲.۳ و ۳.۳ انجام شد، کاملاً مؤید این مطلب هستند که مدهای دارای بسامد منفی جواب‌هایی کاملاً کمکی و ریاضیاتی هستند و جزو جواب‌های فیزیکی به حساب نمی‌آیند. به این معنا که در دنیای واقعی انتشار پیدا نمی‌کنند. دلیل این مطلب این است که در بخش۲.۳ ما با این فرض که فضای فیزیکی در دورهٔ تورمی همان فضای دوسیتهٔ پس‌زمینه است، جواب‌های منفی را دقیقاً هم یوغ مختلط جواب‌های مثبت گرفتیم. اما در بخش ۳.۳ ما با این فرض که فضای فیزیکی در دورهٔ تورمی فضای تقریباً دوسیته است نه فضای دوسیته، ما جواب‌های مثبت را از فضای تقریباً دوسیته انتخاب کردیم و جواب‌های منفی را از فضای پس‌زمینه دقیقاً دوسیته انتخاب کردیم (که همیوغ مختلط جواب‌های مثبت نیست) و دیدیم که جواب‌های منفی در این حالت با این که فضای فیزیکی در دورهٔ تورمی تغییر کرده است، نسبت به جواب‌های منفی در بخش ۲.۳ تغییر نکرده است. این به این معناست که جواب‌های منفی در دنیای فیزیکی (که همان فضای تقریباً دوسیته در بخش ۳.۳) است، انتشار پیدا نمی‌کند.

همچنین مقایسهٔ نتایج حاصل از بخش‌های ۲.۳ و ۳.۳ با کارهای انجام شده توسط دیگران و نیز کارهای تجربی نشان می‌دهد که نتایج بخش ۳.۳ با نتایج آنها سازگارتر است و این یعنی این که فضای فیزیکی واقعی در دورهٔ تورمی، یک فضای

تقریبا دوسیته است نه یک فضای دقیقاً دوسیته.

علاوه بر نکات فوق می‌توان به سه نتیجهٔ مهم زیر از این کار تحقیقاتی اشاره کرد:

مقایسهٔ روند محاسبات در بخش‌های ۲.۳ و ۳.۳ با محاسبات در بخش ۱.۳ نشان می‌دهد که استفاده از پس‌زمینهٔ دوسیته به جای پس‌زمینهٔ تخت مینکفسکی می‌تواند باعث حفظ تقارن فضا– زمان شود.

مقایسهٔ روند به دست آوردن نتایج در بخش‌های۱.۳ و۲.۳ و ۳.۳ با کارهای دیگران به وضوح نشان می‌دهد که طیف توانی به دست آمده در روش فضای کرین نسبت به محاسبات در فضای هیلبرت بدون واگرایی و دارای بازبهنجارش خودبه‌خودی است.

بر خلاف تصحیحات به دست آمده در بخش ۲.۳ و نیز تصحیحات به دست آمده از روش‌های مرسوم که یا ناشی از اختلالات ماده و یا ناشی از اختلالات بین ماده و هندسه بوده است، تصحیحات به دست آمده از بخش ۳.۳ کاملاً ناشی از اختلالات هندسی و دینامیک فضا- زمان پس‌زمینه است. به عبارتی بهتر، جملهٔ مرتبهٔ دوم در مد خلاء برانگیخته «$_k^{\text{Exc-dS}}$» در رابطهٔ (۲۱) که ناشی از اختلال هندسی است می‌تواند نقشی مشابه با میدان برهم‌کنشی در نظریهٔ میدان مؤثر را بازی کند و حتی ممکن است باعث خلق ذرات کیهان شناختی در دورهٔ تور می‌شود که در کارهای بعدی به بررسی این موضوع نیز خواهیم پرداخت.

مراجع

1. A D Linde, "*Inflationary Cosmology and Particle Physics*", Harwood (1990).
2. V F Mukhanov, H A Feldman, and R H Brandenberger, *Phys.Rept*. **215** (1992) 203.
3. N D Birrell and P C Davies, "*Quantum Field Theory in Curved Space-Time*", Cambridge University Press (1982).
4. U H Danielsson, *J. High. Energy. Phys.* **0207**, (2002) 040.
5. U H Danielsson, *J. High. Energy. Phys.* **0212**, (2002) 025.
6. K Goldstein and D A Lowe, *Nucl. Phys*. B **669** (2003) 325.
7. N Deruelle and V F Mukhanov, *Phys. Rev*. D **52** (1995) 5549.
8. D Baumann, *hep-th*/0907.5424v1.
9. K Goldstein and D A Lowe, *Phys. Rev*. D **67** (2003) 063502.
10. G L Alberghi, R Casadio and A Tronconi, *Phys. Lett*. B **579** (2004) 1.
11. L Bergstrom and U H Danielsson, *J. High Energy Phys.* **0212** (2002) 038.
12. N Kaloper *et al.*, *J. High Energy Phys.* **0211** (2002) 037.
13. R Easther *et al.*, *Phys. Rev*. D **66** (2002) 023518.
14. J C Niemeyer *et al.*, *Phys. Rev*. D **66** (2002) 083510.
15. N Kaloper *et al.*, *Phys. Rev*. D **66** 123510.
16. R H Brandenberger and J Martin, *Int. J. Mod. Phys*. A **17** (2002) 3663.
17. J Martin and R H Brandenberger, *Phys. Rev*. D **68** (2003).
18. U H Danielsson, *Phys. Rev*. D **71** (2005) 023516.
19. C Armendariz-Picon and E A Lim, *J. Cosmology and Astroparticle Phys.* 0312:006, (2003).
20. U H Danielson, *Physical Review*. D **66** (2002) 23511.
21. R Brandenberger and J Martin, *astro-ph*: 1211.6753.
22. M Mohsenzadeh *et al.*, *Mod. Phys. Lett*. A **26** (2011) 2697.
23. J P Gazeau *et al.*, *Class. Quantum Grav*. **17** (2000) 1415.
24. B Forghan *et al.*, *Annals of Physics* **327** (2012) 2388.
25. S Rouhani and M V Takook, *Euro. Phys. Lett*. **68** (2004) 15.
26. A Refaei and M V Takook, *Phys. Lett*. B **704** (2011) 326.
27. M Mohsenzadeh *et al.*, *Int. J. Theor. Phys*. **48** (2009) 755.
28. A R Liddle and D H Lyth, *Phys. Rep*. **231** (1993) 1.
29. A A Starobinsky, *JETP Letters* **30** (1979) 683.
30. E Yusofi and M Mohsenzadeh, *Phys. Lett*. B **735** (2014) 261.
31. M Mohsenzadeh *et al.*, *Eur. Phys. J*. C **74** (2014) 2920-5.
32. E Yusofi, M Mohsenzadeh, and M R Tanhayi, The National Confrence on Gravitation and Cosmology, "*Readout of Inflation with Quasi-de Sitter Initial Modes*", (2013), Tehran University.
33. N Kaloper, M Kaplighat, *Phys. Rev*. D **68** (2003) 123522.

۳۴. ا رابعی و س رضایی «*دینامیک کوانتومی ذرهٔ جرم‌دار روی دوسیتر۳+۱*»، مجله پژوهش فیزیک ایران، **۱۲**، ۲ (۱۳۹۱) ۱۵۷.

34. A Rabeie and S Rezaei, *Iranian Journal of Physics Research* **12**, 2 (2012) 157.

۳۵. ا یوسفی رمنتی، م محسن زاده گنجی، و م ر تنهایی اهری، بیست و دومین کنفرانس بهارهٔ فیزیک، «*بازخوانی تورم با مدهای اولیهٔ شبه دوسیته*»، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، تهران، ایران (۱۳۹۴).

۳۶. ح ا رزمی و م زمانی، «تصحیحات مرتبهٔ دوم QED روی سرعت نور در دمای پایین» مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، **۱۴**، ۳ (۱۳۹۳) ۸۵.

36. M Razmi and H Zamani, *Iranian Journal of Physics Research*, **14**, 3 (2014) 85.