مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۱۷، شمارهٔ ۵، زمستان ۱۳۹۶

نظریهٔ میدان مؤثر جهان تورمی ناهمسانگرد با رهیافت واینبرگ

طاهره رستمی، حسن فیروزجاهی و آسیه کرمی

پژوهشکدهٔ نجوم، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، تهران

پست الکترونیکی: t.rostami@ipm.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۵/۱۱/۰۱ ؛ دریافت نسخهٔ نهایی: ۱۳۹۶/۰۵/۱۲)

چکیده

در این تحقیق، رهیافت نظریهٔ میدان مؤثر برای جهان تورمی ناهمسانگرد به روش واینبرگ را مورد مطالعه قرار می‌دهیم. بدین صورت که اولین تصحیحات برهم‌کنش‌های استاندارد موجود در مدل تورمی ناهمسانگرد را در نظر می‌گیریم. این جملات شامل مشتقات مرتبه چهارم میدان‌ها، میدان نرده‌ای، میدان پیمانه‌ای و متریک هستند. سپس به بررسی طیف توان نرده‌ای در حضور این برهم‌کنش‌های انرژی بالاتر می‌پردازیم و تصحیحات ایجاد شده در طیف توان را محاسبه می‌کنیم.

واژه‌های کلیدی: تورم کیهانی ناهمسانگرد، طیف توان نرده‌ای، نظریهٔ میدان مؤثر

۱. مقدمه

در مدل استاندارد کیهان‌شناسی، همسانگردی آماری به عنوان یکی از اصول بنیادی در نظر گرفته می‌شود که با مشاهدات کیهان‌شناسی در مقیاس‌های بزرگ سازگار است. همچنین با پذیرفتن اصل کوپرنیکی (هیچ جهت مرجح و یا نقطهٔ مرجح در عالم وجود ندارد) انتظار همسانگردی آماری را باید داشت.

با این وجود، مشاهدات اخیر WMAP [۱، ۲] و پلانک [۳] شواهدی از نقض همسانگردی آماری را گزارش می‌دهند. اگر چه اهمیت آماری این ناهنجاری خیلی زیاد نیست، ولی بررسی سازوکارهای تولید ناهمسانگردی آماری اولیه هم به لحاظ نظری و نیز به لحاظ رصدی مورد علاقه کیهان‌شناسان است.

سازوکاری که بتواند توجیهی برای این ناهمسانگردی‌های آماری در ریز موج‌های زمینهٔ کیهانی CMB، به وجود آورد، تورم ناهمسانگرد است که در آن یک میدان پیمانه‌ای $U(1)$ به صورت غیر کمینه به میدان اینفلاتون جفت شده است، به طوری که میدان پیمانه‌ای تاثیری بر انبساط توانی نداشته باشد [۴-۶]. در این میان مدل‌های تورم ناهمسانگرد که توصیف کنندهٔ این ناهمسانگردی آماری باشند معرفی شده‌اند [۷، ۸]. از پیش‌بینی‌های اصلی مدل‌های تورم ناهمسانگرد تولید ناهمسانگردی چهارقطبی در طیف توان CMB به صورت زیر است

$$P_R = P_R^{(0)}\left(1+g_*\left(\hat{n}.\hat{k}\right)^2\right), \qquad (1)$$

که در آن $P_R^{(0)}$ طیف توان همسانگرد است و $\hat{k}$ جهت تکانه در فضای فوریه است و $\hat{n}$ بیانگر جهت نگاه کردن در آسمان است و با رصد می‌توان بر روی دامنهٔ ناهمسانگردی g_* قید

گذاری کرد. قیدی که داده‌های پلانک [۹] بر روی این کمیت می‌گذارد $|g_*|\leq ۱۰^{-۲}$ است.

از طرفی برای بررسی مدل‌های تورم ناهمسانگرد، در انرژی‌های بالاتر از انرژی مورد بررسی در مدل‌های حال حاضر $(E > E_{inf})$، به کمک رهیافت نظریهٔ میدان مؤثر می‌توان اثرات انرژی‌های بالاتر را نیز بررسی کرد. در واقع بدین صورت که با در دست داشتن فیزیک و نظریهٔ انرژی پایین، تنها کافی است رد پای اثرات انرژی‌های بالا را در فیزیک انرژی‌های پایین مشاهده کرد. با رفتن به انرژی‌های بالاتر، درجات آزادی دیگر و اندرکنش‌های جدیدی به نظریهٔ اضافه می‌شوند که می‌توان این اثرات را در رهیافت نظریهٔ میدان مؤثر بررسی نمود.

رهیافت نظریهٔ میدان مؤثر واینبرگ [۱۰] برای مدل تورمی تک میدان بدین صورت است که تمامی برهم‌کنش‌های دارای مشتقات مراتب چهارم متریک و میدان اینفلاتون در کنش مؤثر وارد می‌شوند. اثرات جملات افزوده شده به متریک در اختلالات نرده‌ای و تانسوری تصحیحاتی ایجاد می‌کند و تصحیحات انرژی‌های بالاتر در طیف توان نرده‌ای و تانسوری را می‌توان مشاهده کرد.

در آنچه پیش رو داریم، به بررسی اثرات انرژی‌های بالا در مدل تورم ناهمسانگرد می‌پردازیم. ابتدا با مروری مختصر بر مدل تورمی ناهمسانگرد، با توجه به روش نظریهٔ میدان مؤثر واینبرگ [۱۰] کلی‌ترین شکل کنش را که شامل اثرات برهم‌کنش‌های انرژی بالاتر است، می‌سازیم. سپس به بررسی این جملات و تصحیحات ناشی از این جمله‌ها در طیف توان نرده‌ای میدان اینفلاتون می‌پردازیم.

۲. نظریهٔ تورم ناهمسانگرد

ساده‌ترین مدل توصیف کنندهٔ تورم ناهمسانگرد، میدان پیمانه‌ای $U(۱)$ با جفتیدگی $f(\varphi)$، که تابعی از میدان اینفلاتون است، با کنش زیر توصیف می‌شود [۱۱، ۱۲]

$$L=\sqrt{-g}\left[\begin{array}{l}-\frac{M_p{}^{۲}}{۲}R-\frac{M^{۲}}{۲}g^{\mu\nu}\partial_\mu\varphi\partial_\nu\varphi-V(\varphi)-\\ \frac{f^{۲}(\varphi)}{۲}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}-\frac{g^{۲}(\varphi)}{۲}F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}\end{array}\right], \qquad (۲)$$

که در آن $g\equiv -Det\left(g_{\mu\nu}\right)$ دترمینان متریک، $M_p\equiv ۱/\sqrt{۸\pi G}$ جرم پلانک کاهش یافته، φ میدان اینفلاتون، $V(\varphi)$ پتانسیل میدان اینفلاتون بی بعد $(\varphi\equiv\varphi_c/M)$، $F_{\mu\nu}$ قدرت میدان پیمانه‌ای $U(۱)$ و نیز $\tilde{F}^{\mu\nu}=\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}F_{\rho\sigma}$ می‌باشند. اگر $f(\varphi)$ را به گونه‌ای انتخاب کنیم که

$$f(\varphi)\propto a^{-۲}\ , \qquad (۳)$$

باشد، در این صورت چشمهٔ ثابت چگالی انرژی الکتریکی روشن خواهد شد. این چشمهٔ ثابت در سطح اختلالی، مقیاس ناوردا باقی می‌ماند.

لاگرانژی بالا، با کمترین تعداد مشتقات فضا- زمان نوشته شده است. برای بررسی تصحیحات بعدی به لاگرانژی (۲)، تنها کافی است که جمله‌های با مشتقات مراتب بالاتر (دارای چهار عمل مشتق گیری فضا- زمان) را با ضرایبی از مرتبهٔ واحد اضافه کنیم:

$$\begin{aligned}\Delta L=\sqrt{-g}[&M_{۱}(\varphi)\Phi F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\\ &+M_{۲}(\varphi)F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}g^{\rho\sigma}\partial_\rho\varphi\partial_\sigma\varphi\\ &+M_{۳}(\varphi)RF_{\mu\nu}F^{\mu\nu}+M_{۴}(\varphi)R_{\mu\nu}F^{\mu}_{\kappa}F^{\nu\kappa}\\ &+M_{۵}(\varphi)\varphi_{,\mu}\varphi_{,\nu}F^{\mu}_{\kappa}F^{\kappa\nu}+M_{۶}(\varphi)C_{\mu\nu\rho\sigma}F^{\mu\nu}\\ &F^{\rho\sigma}+M_{۷}(\varphi)\tilde{C}_{\mu\nu\rho\sigma}F^{\mu\nu}F^{\rho\sigma}+N_{۱}(\varphi)\\ &\Big(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu})+N_{۲}(\varphi)\left(F_{\mu\rho}F^{\mu\nu}\right)^{,\rho}\partial_\nu\varphi\\ &+N_{۳}(\varphi)\nabla_\rho\nabla^\nu\left(F^{\rho}_{\mu}F^{\mu}_{\nu}\right)+N_{۴}(\varphi)\nabla^\rho F_{\mu\nu}\nabla_\rho\\ &F^{\mu\nu}+N_{۵}(\varphi)\nabla^\rho F_{\mu\nu}\nabla^\nu F^{\mu}_{\rho}+N_{۶}(\varphi)\nabla^\nu\\ &F_{\mu\nu}\nabla^\rho F^{\mu}_{\rho}+\tilde{M}_{۱}(\varphi)\Phi F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}+\tilde{M}_{۲}(\varphi)\\ &F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}g^{\rho\sigma}\partial_\rho\varphi\partial_\sigma\varphi+\tilde{M}_{۳}(\varphi)RF_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}\\ &+\tilde{M}_{۴}(\varphi)R_{\mu\nu}F^{\mu}_{\kappa}\tilde{F}^{\nu\kappa}+\tilde{M}_{۵}(\varphi)\varphi_{,\mu}\varphi_{,\nu}F^{\mu}_{\kappa}\tilde{F}^{\kappa\nu}\\ &+\tilde{M}_{۶}(\varphi)C_{\mu\nu\rho\sigma}F^{\mu\nu}\tilde{F}^{\rho\sigma}+\tilde{M}_{۷}(\varphi)\tilde{C}_{\mu\nu\rho\sigma}F^{\mu\nu}\\ &\tilde{F}^{\rho\sigma}+\tilde{N}_{۱}(\varphi)F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}+\tilde{N}_{۲}(\varphi)\left(F_{\mu\rho}\tilde{F}^{\mu\nu}\right)^{,\rho}\\ &\partial_\nu\varphi+\tilde{N}_{۳}(\varphi)\nabla_\rho\nabla^\nu\left(F^{\rho}_{\mu}\tilde{F}^{\mu}_{\nu}\right)+\tilde{N}_{۴}(\varphi)\nabla^\rho\\ &F_{\mu\nu}\nabla_\rho\tilde{F}^{\mu\nu}+\tilde{N}_{۵}(\varphi)\nabla^\rho F_{\mu\nu}\nabla^\nu\tilde{F}^{\mu}_{\rho}+\tilde{N}_{۷}\\ &(\varphi)\nabla^\nu F_{\mu\nu}\nabla^\rho\tilde{F}^{\mu}_{\rho}\Big),i)lde\ ,\end{aligned} \qquad (۴)$$

که در آن $\Phi=g^{\mu\nu}\varphi_{,\mu;\nu}$ و $C_{\mu\nu\rho\sigma}$ تانسور وایل است.

معادلهٔ (۴) کلی‌ترین شکل کنش مدل تورمی ناهمسانگرد در حضور میدان پیمانه‌ای $U(۱)$ است. از آنجا که در این مدل‌های تورمی جملات $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$، $F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}$، Φ و R سنگ بناهای

اصلی را تشکیل می‌دهند، تمامی جملات دارای چهار عمل مشتق گیری که با استفاده از این جملات می‌توان ساخت در لاگرانژی (۴) آورده شده‌اند.

همان طور که در مقالهٔ [۱۰] توضیح داده شده است به جای استفاده از تانسور ریمان، $R_{\mu\nu\rho\sigma}$، از تانسور وایل استفاده کرده‌ایم. اگر به جای تانسور وایل از تانسور ریمان استفاده کنیم، باید ضرایب $M_7(\varphi)$ و $M_8(\varphi)$ را با توجه به رابطهٔ زیر باز تعریف کنیم

$$C_{\mu\nu\rho\sigma}=R_{\mu\nu\rho\sigma}-\frac{1}{2}\begin{pmatrix}g_{\mu\rho}R_{\nu\sigma}-g_{\mu\sigma}R_{\nu\rho}\\-g_{\nu\rho}R_{\mu\sigma}+g_{\nu\sigma}R_{\mu\rho}\end{pmatrix}+\frac{R}{6}\left(g_{\mu\rho}g_{\nu\sigma}-g_{\nu\rho}g_{\mu\sigma}\right). \qquad (۵)$$

در لاگرانژی (۲) برهم‌کنش‌هایی وجود دارند که شامل مشتقات زمانی مرتبهٔ دوم و نیز مشتقات مرتبهٔ اول میدان‌ها هستند که این منجر به حضور شبح می‌شود. بنابراین اگر لاگرانژی کل را به صورت $L+\Delta L$ در نظر بگیریم، جمله‌هایی که در ΔL وجود دارند، باعث می‌شوند که میدان‌های کمکی به صورت میدان دینامیکی ظاهر شوند و این نیز موجب اضافه شدن مدهای دیگر به سیستم می‌گردد. در صورتی که از نقطه نظر نظریه میدان مؤثر، لاگرانژی (۲) و (۴) به ترتیب پایین‌ترین مراتب از مرتبهٔ بسط $1/M$ باشند با استفاده از معادلات میدان حاصل از جمله‌های مقدم (در لاگرانژی (۲)) می‌توان مشتقات مرتبهٔ دوم زمانی و مشتق زمانی میدان‌های کمکی را در کنش حذف کرد.

بنابراین با استفاده از معادلات میدان مرتبهٔ صفر حاصل از کنش (۲) داریم:

$$\begin{aligned}M^2\phi&=M_p{}^2U'(\varphi)+\frac{1}{2}f(\varphi)f'(\varphi)\\&\quad F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}+\frac{1}{2}g(\varphi)g'(\varphi)F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu},\\\frac{M_p{}^2}{2}R_{\mu\nu}&=-\frac{M^2}{2}\partial_\mu\varphi\partial_\nu\varphi-\frac{M_p{}^2}{2}U(\varphi)g_{\mu\nu}\\&\quad-f^2(\varphi)F_{\rho\sigma}F^{\rho\sigma}g_{\mu\nu}+f^2(\varphi)F_{\mu\kappa}F_\nu^\kappa\\&\quad-g^2(\varphi)F_{\rho\sigma}F^{\rho\sigma}g_{\mu\nu}+g^2(\varphi)F_{\mu\kappa}\tilde{F}_\nu^\kappa,\\\partial_\mu&\left(f^2(\varphi)F^{\mu\nu}\sqrt{-g}\right)=0,\end{aligned} \qquad (۶)$$

که در آن $U(\varphi)\equiv V(M\varphi)/M_p^2$ است.

با توجه به رابطه‌های بالا، جملهٔ $M_1(\varphi)$ را می‌توان به صورت باز تعریفی برای $U(\varphi)$ و $f(\varphi)$ در نظر گرفت. به همین ترتیب می‌توان نشان داد که تعداد دیگری از جملات را می‌توان مانند تصحیح برای جملات دیگر در نظر گرفت. بنابراین در ادامه تنها به بررسی برهم‌کنش‌های باقیمانده می‌پردازیم.

۳. بررسی اختلالات مرتبهٔ دوم

در این بخش به بررسی اختلالات مرتبهٔ دوم لاگرانژی می‌پردازیم که منجر به معادله حرکت مرتبهٔ اول می‌شود.

$$\begin{aligned}g_{\mu\nu}&=\bar{g}_{\mu\nu}+h_{\mu\nu}\ ,\\\varphi&=\bar{\varphi}+\delta\varphi\ ,\end{aligned} \qquad (۷)$$

که $\bar{g}_{\mu\nu}$ و $\bar{\varphi}$ مقادیر زمینهٔ متریک و میدان اینفلاتون و $h_{\mu\nu}$ و $\delta\varphi$ به ترتیب اختلالات متریک و میدان اینفلاتون هستند.

ابتدا به بررسی جمله $M_2(\varphi)$ می‌پردازیم. اختلالات مرتبه دوم این جمله بدین صورت است که

$$\begin{aligned}&M_2(\varphi)\left(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\right)^{(1)}\left(\partial_\rho\varphi\partial^\rho\varphi\right)^{(1)}\ ,\\&M_2(\varphi)\left(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\right)^{(2)}\left(\partial_\rho\varphi\partial^\rho\varphi\right)^{(0)}\ ,\\&M_2(\varphi)\left(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\right)^{(0)}\left(\partial_\rho\varphi\partial^\rho\varphi\right)^{(2)}\ .\end{aligned} \qquad (۸)$$

پیش از آن باید توجه کرد که اگر فرض کنیم که میدان پیمانه‌ای در جهت x روشن باشد یعنی $A_\mu=(0,A_x(t),0,0)$، متریک زمینه متریک مدل بیانکی نوع یک به صورت زیر خواهد بود

$$\begin{aligned}ds^2=&-dt^2+e^{2\alpha(t)}(e^{-4\sigma(t)}dx^2\\&+e^{2\sigma(t)}\left(dy^2+dz^2\right)\ .\end{aligned} \qquad (۹)$$

و نیز برای اختلالات میدان پیمانه‌ای $U(1)$ با انتخاب پیمانهٔ کولن خواهیم داشت

$$\begin{aligned}&\delta A_\mu^s=\left(0,\delta A_x,\delta A_y,0\right)\ ,\\&\delta A_0=0=\partial_i\delta A_i\ .\end{aligned} \qquad (۱۰)$$

با توجه به مطالعات انجام گرفته در مقالهٔ [۱۲] با محاسبهٔ جملات با سهم غالب تا مرتبهٔ تقریب غلتش آرام در کنش مرتبهٔ دوم اختلالات، که کنش هم شامل اختلالات ماده و هم شامل اختلالات متریک است، نشان داده شده است که در مدل‌های تورمی ناهمسانگرد، سهم عمده در طیف توان اختلالات انحنا ناهمسانگردی‌ها از جملات برهم‌کنش‌های ماده حاصل می‌شود و می‌توان از اختلالات متریک صرفنظر کرد [۱۳]. در این صورت

$$\begin{aligned} \left(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\right)^{(0)} &= -2\dot{A}_x^{2}a^{-2} , \\ \left(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\right)^{(1)} &= -4\dot{A}_x^{2}a^{-2}\delta\dot{A}_x , \\ \left(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\right)^{(2)} &= 2a^{-2}\Big(-\delta\dot{A}_x^{2}-\delta\dot{A}_y^{2} \\ &\quad +\delta\dot{A}_{x,y}^{2}a^{-2}-2\delta A_{x.y}\cdot \\ &\quad \delta A_{y.x}a^{-2}\Big). \end{aligned} \tag{11}$$

و همچنین

$$\begin{aligned} \left(\tilde{F}_{\mu}F^{\mu\nu}\right)^{(0)} &= 0 , \\ \left(\tilde{F}_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\right)^{(1)} &= -8\dot{A}_x\delta A_{y.z} , \\ \left(\tilde{F}_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\right)^{(2)} &= 8\epsilon^{0ijk}\delta\dot{A}_i \\ &\quad \left(\delta A_{j.k}-\delta A_{k.j}\right). \end{aligned} \tag{12}$$

بنابراین اختلالات مرتبهٔ دوم جمله $M_2(\varphi)$ به صورت زیر خواهند بود

$$\begin{aligned} &M_2(\varphi)\dot{\varphi}\delta\dot{\varphi}\left(-4\dot{A}_x\delta\dot{A}_x a^{-2}\right), \\ &2M_2(\varphi)a^{-2}\Big(-\delta\dot{A}_x^{2}-\delta\dot{A}_y^{2}+\delta\dot{A}_{x,y}^{2} \\ &\quad a^{-2}-2\delta A_{x.y}\delta A_{y.x}a^{-2}\Big)\dot{\varphi} , \\ &-2M_2(\varphi)\dot{A}_x^{2}a^{-2}\left(\delta\dot{\varphi}^{2}+(\nabla\delta\varphi)^{2}\right). \end{aligned} \tag{13}$$

همچنین از آنجا که سهم عمده در طیف توان مدل‌های تورم ناهمسانگرد از قسمت $\delta\varphi\delta A$ می‌آید و نیز از جملاتی که شامل $\dot{\varphi}$ و $\dot{\varphi}^2$ که از مرتبه غلتش آرام (slow roll) هستند، می‌توان صرف نظر کرد، بنابراین سهم جمله‌های $M_2(\varphi)$ و $\tilde{M}_2(\varphi)$ در طیف توان ناچیز است.

۴. بررسی جملهٔ $M_4(\varphi)$

ابتدا به بررسی جملهٔ $M_4(\varphi)C^{(0)}_{\mu\nu\rho\sigma}\left(F^{\mu\nu}F^{\rho\sigma}\right)^{(2)}$ می‌پردازیم.

$$\begin{aligned} C^{0}_{i0j}{}^{(0)} &= g_{ij}\left(\dot{\alpha}\dot{\sigma}+\ddot{\sigma}-2\dot{\sigma}^{2}\right) = \\ &\quad g_{ij}\dot{\alpha}^{2}\left(\frac{\dot{\sigma}}{\dot{\alpha}}+\frac{\ddot{\sigma}}{\dot{\alpha}^{2}}-\frac{2\dot{\sigma}^{2}}{\dot{\alpha}^{2}}\right)\alpha\Sigma H , \\ C^{i}_{jkl}{}^{(0)} &= -g_{kl}\left(\dot{\alpha}\dot{\sigma}+\ddot{\sigma}-2\dot{\sigma}^{2}\right). \end{aligned} \tag{14}$$

از آنجا که در مدل‌های تورمی ناهمسانگرد فرض بر این است که نرخ انبساط هابلی از نرخ انبساط ناهمسانگردی بزرگ‌تر است به گونه‌ای که $\dot{\sigma}^{2}.\ddot{\sigma} \ll \dot{\sigma}\dot{\alpha}$ و همچنین داریم

$$\frac{\dot{\sigma}}{\dot{\alpha}}=\frac{\Sigma}{H}=\frac{2}{3}R(t), \tag{15}$$

که در آن $R(t)=\dfrac{f^{2}(\varphi)\dot{A}_x^{2}a^{-2}}{V(\varphi)}$ نسبت چگالی انرژی میدان الکتریکی به چگالی انرژی اینفلاتون است و در فاز جذب مقدار ناهمسانگردی بسیار کوچک است $R \ll 1$، این جملات از مرتبه $O(\Sigma H)$ هستند و می‌توان از آنها صرف نظر کرد.

جملهٔ اختلالی بعدی $M_4(\varphi)C^{(1)}_{\mu\nu\rho\sigma}\left(F^{\mu\nu}F^{\rho\sigma}\right)^{(1)}$ است. پیش از بررسی این جمله، با توجه به تقارن‌های تانسور وایل داریم

$$\begin{aligned} C^{(1)}_{i0k0} &= a^{-2}C^{(1)}_{ijkj} , \\ C^{(1)}_{ijjk} &= C^{(1)}_{i0i0} = C^{(1)}_{ijij} = 0 . \end{aligned} \tag{16}$$

همچنین برای مدهای نرده‌ای، تانسور وایل متناسب است با

$$C^{(1)}_{ijk0} \propto \left(\delta_{ik}\partial_j-\delta_{jk}\partial_i\right). \tag{17}$$

که بر روی یک تابع نرده‌ای عمل می‌کند. از اینجا می‌توان نتیجه گرفت که

$$C^{(1)}_{ijk0}=0. \tag{18}$$

همان طور که پیشتر ذکر شد در مدل‌های تورمی ناهمسانگرد اختلالات متریک را می‌توان صرف نظر کرد. این جمله نیز شامل اختلالات متریک و δA می‌باشد. از آنجا که سهم این جمله در مقایسه با اختلالات ماده بسیار کوچک‌تر است، می‌توان نتیجه گرفت این برهم‌کنش سهمی در طیف توان نرده‌ای ندارد.

به طور مشابه برای جملهٔ $\tilde{M}_4(\varphi)$ نیز می‌توان این نتیجه را گرفت، پس سهم آن در طیف توان ناچیز است.

جملهٔ $M_7(\varphi)$ نیز برهم‌کنشی است که شامل اختلالات متریک است و با توجه به این که اثرات پس کنش گرانش کوچک هستند [۱۲]، در این مدل‌ها از آنها صرف نظر می‌کنیم.

۵. بررسی جملهٔ $N_1(\varphi)$

اکنون به بررسی برهم‌کنش $N_1(\varphi)(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu})$ می‌پردازیم. سهم عمده در طیف توان از این برهم‌کنش ناشی از جملهٔ زیر

می‌باشد

$$N_1^{(1)}(\varphi)\left(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\right)^{(1)} = -\text{۸}\, N_{1,\varphi}\delta\varphi\dot{A}_x\delta\dot{A}_x\left(\frac{\ddot{a}}{a}-\text{۳}H^{\text{۲}}\right)a^{-\text{۲}}. \qquad (\text{۱۹})$$

و نیز با توجه به معادلات زمینه داریم

$$\left(\frac{\ddot{a}}{a}-\text{۳}H^{\text{۲}}\right)=-\frac{\text{۲}}{M_p{}^{\text{۲}}}\left(V(\varphi)+f^{\text{۲}}(\varphi)\dot{A}_x{}^{\text{۲}}a^{-\text{۲}}\right). \qquad (\text{۲۰})$$

بنابراین تصحیحات این جمله در طیف توان به صورت زیر است

$$\frac{\text{۱۶}}{\text{۳}}N_{1,\varphi}\delta\varphi\dot{A}_x\delta\dot{A}_x a^{-\text{۲}}V(\varphi)(\text{۱}+R(t)). \qquad (\text{۲۱})$$

همچنین تصحیحات ناشی از بخش $\tilde{N}_1(\varphi)$ را با استفاده از رابطهٔ (۱۰) می‌توان محاسبه کرد. اما از آنجایی که این جمله شامل مشتقات فضایی است که در مقیاس فرا افق این بخش سهم بسیار اندکی در مقایسه با جملهٔ $N_1(\varphi)$ دارد در نتیجه می‌توان از سهم چنین جملاتی که دارای مشتقات فضایی هستند صرف نظر کرد [۱۲].

۶. بررسی جملهٔ $N_2(\varphi)$

همچنین برای برهم‌کنش $N_2(\varphi)\left(F_{\mu\rho}F^{\mu\nu}\right)^{\cdot\,\rho}(\partial_\rho\varphi)$ می‌توان تصحیحات مهمی که این برهم‌کنش در طیف توان ایجاد می‌کند را به دست آورد

$$N_2(\varphi)\delta\dot{\varphi}\left(F_{\mu\rho}F^{\mu\nu}\right)^{\cdot(!)} = \text{۴}N_2(\varphi)\delta\dot{\varphi}\dot{A}_x\delta\dot{A}_x H a^{-\text{۲}}. \qquad (\text{۲۲})$$

سهم این جمله در طیف توان قابل مقایسه با جملهٔ زمینه $\frac{f^{\text{۲}}(\varphi)}{\text{۴}}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ می‌باشد.

برای $N_3(\varphi)$ نیز داریم

$$N_{3,\varphi}\delta\varphi\dot{A}_x\delta\dot{A}_x a^{-\text{۲}}\left[-\text{۳۰}H^{\text{۲}}-\text{۸}V(\varphi)(\text{۱}+R(t))\right]. \qquad (\text{۲۳})$$

تصحیحات این جمله نیز در طیف توان قابل ملاحظه است. جملات شامل $N_4(\varphi)$، $N_5(\varphi)$ و $N_6(\varphi)$ را نیز می‌توان محاسبه کرد و می‌توان نتیجه گرفت که سهم این جملات مانند جملهٔ $N_3(\varphi)$ می‌باشد.

۷. نتیجه‌گیری

در این تحقیق به بررسی نظریهٔ میدان مؤثر در جهان تورمی ناهمسانگرد به روش رهیافت واینبرگ [۱۰] پرداختیم. برای این کار ابتدا کلی‌ترین شکل لاگرانژی را برای مدل تورمی ناهمسانگرد که شامل مشتقات مراتب بالاتر میدان‌ها و متریک است و بیانگر مقیاس انرژی بالاتر می‌باشد، نوشتیم. سپس به بررسی طیف توان نرده‌ای در مدل تورمی ناهمسانگرد پرداختیم. در انتها تصحیحات ایجاد شده در طیف توان نرده‌ای ناشی از هر یک از برهم‌کنش‌های با مشتقات بالاتر را مورد بررسی قرار دادیم. با توجه به این که در مدل‌های تورمی ناهمسانگرد سهم اختلالات متریک در طیف توان نرده‌ای ناچیز است اختلالات میدان‌های ماده و تصحیحات برهم‌کنش‌های بالاتر این اختلالات در طیف توان نرده‌ای را مورد بررسی قرار دادیم. با توجه به کلی‌ترین کنش که در رابطهٔ (۴) معرفی شده و شامل برهم‌کنش‌های انرژی مراتب بالاتر تا مرتبه چهارم مشتقات میدان‌ها می‌باشد، جملات $N_i(\varphi)$ که $i=\text{۱}...\text{۶}$، تصحیحات قابل توجه به دامنهٔ طیف توان ناهمسانگرد g_* در رابطهٔ (۱)، که در مدل تورم ناهمسانگرد از لاگرانژی (۲) به دست می‌آید، ایجاد می‌کنند و سهم مابقی جملات در طیف توان ناچیز است.

مراجع

1. C L Bennett, *et al*., [WMAP Collaboration], arXiv:1212.5225 [astro-ph.CO].
2. G Hinshaw, *et al*., [WMAP Collaboration] arXiv:1212.5226 [astro-ph.CO].
3. P A R Ade, *et al*., [Planck Collaboration], arXiv:1303.5076 [astroph.CO].
4. M S Turner and L M Widrow, *Phys. Rev.* D **37**, (1988) 2743.
5. B Ratra, *Astrophys. J.* **391**, (1992) L1.
6. J Soda, *Class. Quant. Grav*. **29**, (2012) 083001.
7. M a. Watanabe, S Kanno and J Soda, *Phys. Rev. Lett*. **102**, (2009) 191302.

8. N Bartolo, S Matarrese, M Peloso, and A Ricciardone, *Phys. Rev*. D **87** (2013) 023504.
9. J Kim, E Komatsu, *Phys. Rev*. D **88**, (2013) 101301.
10. S Weinberg, *Phys. Rev*. D **77**, (2008) 12.
11. M. a. Watanabe, S. Kanno, and J. Soda, *Prog. Theor. Phys*. **123**, (2010) 1041.
12. R Emami and H Firouzjahi, *JCAP* **1310**, (2013) 041.
13. A A Abolhasani, M Akhshik, and H Firouzjahi, *JCAP* **1603**, (2016) 03.