

## مدل تورم دومیدانی در نظریه ی میدان مؤثر در فضای شبه دوسپته

فائزه آقایی، ابراهیم یوسفی رمتی

گروه فیزیک، دانشگاه مازندران

گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد آیت الله آملی

### چکیده

در این مقاله ابتدا نشان می دهیم که اختلال در تورم دو میدانی که در آن یکی از میدان های اسکالر سنگین است، به تورم تک میدانی و نتایج طیفی حاصل از آن منجر می شود. سپس مد های شبه دوسپته ی را به جای مد خالص بانج-دیویس (یا دوسپته) در مدل تورمی دو میدانی بررسی می کنیم. مد خالص بانج-دیویس را تا مرتبه ی دوم کنش بسط می دهیم و با در نظر گرفتن مد خالص شبه دوسپته به بررسی طیف توان حاصل از این خالص می پردازیم. خواهیم دید که این انحراف از مد بانج-دیویس می تواند طیف توان را اصلاح کند و به طور مشخص می تواند طیف توان وابسته به مقیاسی را تولید کند که با مشاهدات اخیر سازگار است. این طیف اصلاح شده علاوه بر وابستگی زمانی وابسته به نوع هندسه پس زمینه نیز می باشد.

### طیف توان اسکالر طی مرحله ی دوسپته در مدل تورمی دو میدانی

در حالت کلی، مدل تورمی دو میدانی بر حضور دو میدان اسکالر  $\theta$  و  $\sigma$  تکیه دارد که یکی از میدان ها یعنی  $\theta$ ، نقش میدان اینفلتون را بازی می کند در حالی که میدان دوم یعنی  $\sigma$ ، برای پایان یافتن تورم لازم است. به طور دقیق تر، در این مدل تورمی فرض می کنیم که میدان اینفلتون نقش فاز  $\theta$  از یک میدان اسکالر مختلط  $\chi \sim \sigma e^{i\theta}$  را بازی می کند که تقارن  $U(1)$  به آرامی توسط پتانسیل  $V(\sigma, \theta)$  شکسته شده است. اگر جرم میدان اسکالر دوم بسیار بزرگ باشد؛ بسیار بزرگتر از مقیاس هابل؛ می توانیم مدل تورمی دو میدانی را به وسیله ی یک تک میدان توصیف کنیم. نتیجه ی اساسی از این تصور این است که وقتی مسیر میدان یک چرخش سریع و ناگهانی در فضای میدان انجام می دهد، این چرخش باعث ادغام مسیر میدان سبک (میدان اینفلتون  $\theta$ ) و میدان سنگین (میدان شعاعی  $\sigma$ ) می شود که در نتیجه اختلال انحنای هم ارز با اختلال در تورم تک میدانی کلی با یک سرعت صوت مؤثر  $c_s$  می شود که با سرعت زاویه ای مسیر و جرم های سنگین مرتبط است [1-3].

تورم بر روی یک مسیر چرخشی اتفاق می افتد که شعاع انحنای آن به آهستگی تغییر می کند. یک حرکت در امتداد یک کمان با شعاع  $R$  در فضای میدان در نظر می گیریم که بسط کنش مرتبه ی دوم آن بر حسب پیمانه ی از نظر فضایی تخت  $\mathcal{R} = -\frac{H}{\theta_0} \delta\theta$  با توجه به نظریه ی اف و خیزهای میدان های قطبی به شکل زیر در می آید و میدان ها به میدان سبک  $R\theta$  در امتداد مسیر و میدان سنگین  $\sigma$  در راستای عمود بر مسیر تقسیم می شوند

$$S_{\text{eff}\mathcal{R}}^{(2)}[g_0, \theta_0, \mathcal{R}] = \frac{1}{2} \int d^4x a^3 \frac{R^2}{c_s^2} \frac{\dot{\theta}_0^2}{H^2} \left[ \dot{\mathcal{R}}^2 - c_s^2 \frac{(\nabla\mathcal{R})^2}{a^2} \right]. \quad (1)$$

در واقع می بینیم اگر سرعت صوت  $c_s$  مؤثر را به صورت  $c_s^{-2} \equiv 1 + 4 \frac{\dot{\theta}_0^2}{M_{\text{eff}}^2}$  تعریف کنیم، کنش درجه دوم هم ارز کنش در مدل کلی تک میدانی می شود [1, 3]. با تعریف متغیر موخائف به صورت  $v \equiv z \mathcal{R}$  و با انتقال به زمان همدیس  $\tau$ ، به کنش موخائف می رسیم که به صورت زیر تعریف می شود،

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

در این معادله، علامت پریم نشان دهنده ی مشتق گیری نسبت به زمان همدیس  $\tau$  است. وجود جمله ی آخر در این معادله، این حقیقت را نشان می دهد که میدان اسکالر در مدل مورد بررسی ما در یک فضا زمان دوسپته است و نه در فضا زمان مینکوفسکی. این اختلاف به شکل یک جرم مؤثر وابسته به زمان در فضای خالص دوسپته به صورت  $m_{eff}^2(\tau) = -\frac{z''}{z} = -\frac{a''}{a} = -\frac{2}{\tau^2}$  برای بررسی افت و خیز های میدان اسکالر  $v$  طی تورم، میدان  $v$  را بسط فوریه می دهیم که در نهایت منجر به معادله ی موخائف یا معادله ی حرکت برای توابع مد  $v_k$  می شود که معادله ی حرکت برای یک نوسانگر با جرم وابسته به زمان است

$$v_k'' + \left( k^2 - \frac{z''}{z} \right) v_k = 0 \quad (3)$$

انتخاب های مختلف برای  $v_k(\tau)$  مربوط به انتخاب های مختلف خلأ می شود. جواب این معادله برای طول موج هایی که خارج از افق هستند؛ یعنی  $k \ll aH$  و در حالت فضا زمان دوسپته که جرم مؤثر به صورت  $\frac{z''}{z} = \frac{2}{\tau^2}$  است، به صورت زیر در می آید

$$v_k = \frac{e^{-ik\tau}}{\sqrt{2k}} \left( 1 - \frac{i}{k\tau} \right) \quad (4)$$

که توابع مد یکتایی هستند که با عنوان توابع مد بانچ-دیویس شناخته شده اند [2, 4, 5].

طیف توان اختلالات برای فضا-زمان خالص دوسپته به صورت زیر بدست می آید

$$\mathcal{A}_{\mathcal{R}}^2 = \frac{H^2}{(2\pi)^2} \left( \frac{H^2}{\dot{\theta}_0^2} \right) \quad (5)$$

که یک طیف مقیاس ناوردا است. اما مشاهدات CMB و LSS نشان می دهد که طیف توان افت و خیز های تولید شده طی تورم تقریباً مقیاس ناورد است به این معنی که  $n_s \approx 1$  است. بنابراین، هندسه ی جهان اولیه باید تقریباً دوسپته باشد با پارامتر هابلی که ثابت نیست بلکه وابسته به زمان است [4, 5].

### اختلالات اسکالر در فضا-زمان شبه دوسپته

طی تورم نرخ هابل دقیقاً ثابت نیست و در طول زمان به صورت زیر تغییر می یابد که انبساطی شبه دوسپته است

$$\dot{H} = -\epsilon H^2. \quad (6)$$

که  $\epsilon$  پارامتر غلش آهسته است. فاکتور مقیاس برای مقادیر کوچک  $\epsilon$  به صورت زیر به دست می آید

$$a(\tau) = -\frac{1}{H} \frac{1}{\tau(1-\epsilon)}. \quad (7)$$

با توجه به معادله ی (3) و شرایط مرزی، جواب ها برای طول موج هایی که خارج از افق هستند و در حالت فضا زمان شبه دوسپته

که جرم مؤثر آن به صورت  $\frac{z''}{z} = \frac{a''}{a} = \frac{2\alpha}{\tau^2}$  است از شکل کلی زیر به دست می آید

$$v_k = \frac{e^{-ik\tau}}{\sqrt{2k}} \left( 1 - i \frac{\alpha}{k\tau} - \frac{\beta}{k^2\tau^2} - \dots \right) \quad (8)$$

متغیر  $\alpha$  در این معادله به صورت  $\alpha = \alpha(v) = \frac{4v^2-1}{8}$  تعریف می شود که متغیر  $v$  اندیس تابع هنکل و  $\beta = \alpha(\alpha - 1)/2$  است. با توجه به این معادله در می یابیم که در حد  $\tau \rightarrow -\infty$ ، این مد طی تورم می تواند به طور مجانبی به یک زمینه ی تخت تبدیل شود [5, 6].

با توجه به معادله ی (8) داریم

$$P_{\mathcal{R}}(k) = \frac{1}{2a^2} \left( \frac{H^2}{\dot{\theta}_0^2} \right) |v_k(\tau)|^2. \quad (9)$$

برای طول موج هایی که درون افق هستند، طیف توان صفر می شود اما برای حد فرا افق  $k\tau \ll 1$ ، طیف توان اصلاح یافته به شکل کلی زیر در می آید [5]

$$\mathcal{A}_{\mathcal{R}}^2 = \frac{k^3}{2\pi^2} \frac{1}{2a^2} \left( \frac{H^2}{\dot{\theta}_0^2} \right) \left[ \frac{e^{-ik\tau}}{\sqrt{2k}} \left( 1 - i \frac{\alpha}{k\tau} - \frac{\beta}{k^2\tau^2} - \dots \right) \right]^2. \quad (10)$$

## نتیجه گیری

طیف بدست آمده از اختلالات اسکالر از تورم دو میدانی با شرط داشتن یک میدان سنگین، مشابه با طیف تورم تک میدانی است. برای طول موج های فراتر از افق، طیف توان افت و خیز های تولید شده طی تورم تقریباً مقیاس ناورداست. بنابراین، هندسه ی جهان اولیه باید تقریباً دوسپته باشد که در آن نرخ هابل طی تورم با زمان تغییر می کند و این می تواند به طور ضمنی اشاره به اثر هندسه ی دوره تورمی در شکل دهی طیف توان داشته باشد.

## مرجع ها

- [1] Riquelme M. S. (2017). Non-Gaussianities in a Two-Field Generalization of Natural Inflation. *Doi: 10.1088/1475 - 7516/2018/04/027. arXiv: 1711.08549v1 [astro - ph. CO]*.
- [2] Langlois, D. (2010). Lectures on Inflation and Cosmological Perturbations. *Lect. Notes Phys. 800, 1. Doi: 10.1007/978 - 3 - 642 - 10598 - 2\_1.*
- [3] Gong, J. O., Pi, S., & Sasaki, M. (2013). Equilateral Non-Gaussianity From Heavy Fields. *JCAP 1311, 043. Doi: 10.1088/1475 - 7516/2013/11/043.*
- [4] Baumann, D. (2012). TASI Lectures on Inflation. *arXiv: 0907.5424v2 [hep - th]*.
- [5] Yusofi, E., Mohsenzadeh, M. (2014). Scale-dependent Power Spectrum from Initial Excited-de Sitter Modes. *Doi: 10.1007/JHEP09(2014)020. arXiv: 1402.6968v4.*
- [6] Riotto, A. (2002). Inflation and the Theory of Cosmological Perturbations. Lectures delivered at the "ICTP Summer School on Astroparticle Physics and Cosmology", Trieste, 17 June - 5 July 2002. *arXiv: hep - ph/0210162v1.*