# سناریوهای مدرن تثبیت مدول حجم در نظریه ریسمان نوع IIB

**سروش زمانی مقدم ، سحر جعفریان،**

*دانشگاه کاشان*

## چکیده

*فرآیند تثبیت مدول در مدل‌های تورمی شامه - پادشامه در نظریه ریسمان بسیار مهم است. عموما شارهای سه ـ فرم می‌توانند مدول ساختار مختلط و اکسیون ـ دیلاتون را تثبیت کنند، اما مدول حجم به عنوان یک میدان بدون جرم رها می‌شود. برای تثبیت حجم به تصحیحات کوانتمی ابرپتانسیل یا پتانسیل کالر و یا هر دو نیاز داریم. در این مقاله پس از معرفی مدول حجم با سناریوهای مطرح شده برای تثبیت حجم آشنا خواهیم شد.*

## مقدمه

در فشرده‌سازی ریسمانی میدان‌های مدولی خواهیم داشت که می‌توانند اندازه و شکل خمینه فشرده و نیز جفت‌شدگی ریسمان‌ها را تحت تاثیر خود قرار دهند. بررسی تورم تنها زمانی ممکن است که این میدان‌ها پتانسیل‌های نسبتا هموارى داشته باشند تا تغییر تورمی چشم‌گیری در فضای میدان ما ایجاد نکنند. تثبیت این مدول‌ها روشی نسبتا پیچیده است، به خصوص اینکه پتانسیل‌های مربوط به فشرده‌سازی حجم دارای توابعی با شیب نسبتا تند هستند. فضای مدول فشرده‌سازی میدان‌های مدول متعددی را دربرمی‌گیرد. ایده‌های بسیاری برای معرفی تورم با یک سری از میدان‌های مدول خاص مطرح می‌شود، که البته می‌تواند شامل جنبه‌های فرعی مثل اصلاحات کوانتومی یا شکست تقارن با یک شیب ملایم برای تغییرات پتانسیل نیز باشد.

## مدول حجم

در یک مدل تورمی موفق ، حجم باید به صورتی تثبیت شود که از بازشدن[۱] سریع به جای تورم اجتناب شود.

پتانسیل کالر[۲] برای مدول حجم $\rho$ و میدان‌های D– شامه $\phi$ ، به صورت زیر داده می‌شود:

$$K(\rho,\bar{\rho},\phi,\bar{\phi})=-3\log\left(\rho+\bar{\rho}-k(\phi,\bar{\phi})\right) \qquad (۱)$$

در فشرده سازی، میدان‌های بدون جرمی داریم که شامل حجم، میدان اکسیونی[۳] و موقعیت $\phi$ برای شامه‌ها می‌شوند. اکسیون از یک پتانسیل چهار ـ فرم متناظر با خمینه داخلی ناشی می‌شود و چرخه‌ای را توصیف می‌کند که به صورت غیربدیهی بر روی فضای مدول $\phi$ تاربندی[٤] می‌شود. این ساختار از جفت‌شدگی پتانسیل چهار ـ فرم با جهان‌صفحه حرکت D3– شامه، ناشی می‌شود. فضای مدول ما متریکی به شکل زیر دارد:

$$ds^2=\frac{3}{2r^2}\left(dr^2+(d\chi+\frac{1}{2}ik_{,j}d\phi^j-\frac{1}{2}ik_{,\bar{j}}d\phi^{\bar{j}})^2\right)+\frac{3}{r}ik_{,i\bar{j}}d\phi^i d\phi^{\bar{j}} \qquad (۲)$$

که $r$ متناسب با حجم خمینه کالابی – یاو است که در [۱] به صورت ($r\sim e^{4u}$) در نظر گرفته می‌شود. متغیر مختلط $\rho$ برای توصیف این پتانسیل مناسب است. بخش موهومی $\rho$، اکسیون است، در حالی که بخش حقیقی به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$2r=\rho+\bar{\rho}-k(\phi,\bar{\phi}) \qquad (۳)$$

پتانسیل آمیخته شامل پتانسیل کالر و ابرپتانسیل $\mathrm{W}(\phi)$ با در نظر گرفتن شرط $g^{a\bar{b}}\partial_a K\partial_{\bar{b}}K=3$ برابر صفر می‌شود:

$$V=e^K(g^{a\bar{b}}K_{,a}K_{,\bar{b}}|\mathrm{W}|^2-3|\mathrm{W}|^2)=0 \qquad (٤)$$

[۱] Decompactification
[۲] Kähler potential
[۳] Axion field
[٤] Fibered

به‌طوری‌که $a$ و $b$ مقادیر $\rho$ و $\phi$ را اختیار می کنند.

$\mathrm{W}(\phi)$ یک پتانسیل برای میدان‌های D– شامه $\phi$ به ما می‌دهد، اما پتانسیلی برابر با صفر برای مدول حجم $\rho$ بدست خواهیم آورد که حل رابطه $\partial_\phi \mathrm{W}=0$ برای میدان‌های $\phi$ نیز محسوب می‌شود. ابرپتانسیل ثابتی مثل $\mathrm{W}=\mathrm{W}_0$ هیچ پتانسیلی به میدان‌های $\phi$ نمی‌دهد و این مطابق با این مضمون است که ماهیت شبه BPS[5] شارهای زمینه، منجر به عدم تثبیت مدول D3– شامه می‌شوند.

معادله‌ی (۱) تحت تبدیل کالر $k$، خوشرفتار نیست، که می‌تواند با تعیین قوانین تبدیل بصورت زیر برطرف شود:

$$k(\phi,\bar{\phi})\to k+f(\phi)+\bar{f}(\phi)\ \ ,\rho\to\rho+f\ \ ,\bar{\rho}\to\bar{\rho}+\bar{f} \qquad (۵)$$

چرخه‌ای که توسط اکسیون شرح داده می‌شود، بر روی فضای مدول $\phi$ تاربندی شده است. به‌علاوه حجم فیزیکی ابعاد داخلی، که با رابطه (۳) داده می‌شود تحت تبدیل (۵) ناوردا است. شارهای سه ـ فرم عموماً می‌توانند مدول ساختار مختلط و اکسیون ـ دیلاتون را تثبیت کنند، اما مدول حجم به عنوان یک میدان بدون جرم رها می‌شوند.به منظور تثبیت حجم باید به تصحیحات کوانتمی برای ابرپتانسیل یا پتانسیل کالر و یا هر دو متوسل شویم. این ساز و کار به تناسب نام افرادی که بر روی آن کار کردند KKLT[6] نامیده می‌شود.

## شارها

یک فضای فشرده را همراه با سه ـ چرخه‌ی[7] غیر بدیهی $\Sigma^3$ در نظر می‌گیریم. زمانی که سه ـ چرخه‌ی $\Sigma^3$ تغییر شکل می‌دهد، انرژی ذخیره شده در شار تغییر خواهد کرد، که این تغییر باعث ایجاد یک پتانسیل غیر بدیهی برای مدول خواهد شد که می‌تواند تغییر شکل را پارامتری کند. اگر چنین شارهایی وجود نداشته باشد، ابرپتانسیل صفر خواهد بود، و مدول، شامل‌یک پتانسیل اسکالر کلاسیک تخت خواهد بود. البته شارهای سه ـ فرم غیرصفر باعث ایجاد یک ابرپتانسیل خواهند شد.

$$\mathrm{W}_{\text{flux}}=\mathrm{W}_{\text{flux}}(U^a,\tau)=\int_{\mathcal{M}_6}G_{(3)}\wedge\Omega \qquad (٦)$$

رابطه شامل مدول ساختار مختلط $U^a$ و اکسیون ـ دیلاتون $\tau$ است. با توجه به این‌که این ابرپتانسیل وابسته به مدول حجم نیست بر این اساس می‌توان پتانسیل F-term را به صورت زیر نوشت:

$$V_F=e^K\left[K^{I\bar{J}}\mathcal{D}_I\mathrm{W}\,\mathcal{D}_{\bar{J}}\bar{\mathrm{W}}-3\left|\mathrm{W}\right|^2\right]=e^{K(z^i)+K(\rho)}\left[K^{i\bar{j}}\mathcal{D}_i\mathrm{W}\,\mathcal{D}_{\bar{j}}\bar{\mathrm{W}}\right] \qquad (۷)$$

که $z^i=(U^a,\tau)$ همه مدول‌ها به جز مدول حجم $\rho$ را دربرمی‌گیرد، آنچه بدست می‌آید به صورت $\mathrm{W}=\mathrm{W}_{\text{flux}}(U^a,\tau)$ خواهد بود. این پتانسیل به وضوح غیر منفی است و کمینه آن به صورت زیر تعیین می‌شود:

$$\mathcal{D}_i\mathrm{W}=0 \qquad \forall i \qquad (۸)$$

در این کمینه به طور کلی پتانسیل صفر است. اما هنوز بخشی از مدول‌های ما غیر تثبیت شده باقی می‌مانند.

## تثبیت ابرپتانسیل (رهیافت اول)

این رهیافت با در نظر گرفتن ابرپتانسیلی به شکل کلی زیر ارائه می‌شود:

$$\mathrm{W}=\mathrm{W}_0+Ae^{iat} \qquad (۹)$$

در اینجا $\mathrm{W}_0$ یک سهم ثابت برای ابرپتانسیل است، که باید به عنوان بخش باقی مانـده از $\mathrm{W}_{\text{flux}}$ ، در مـدول $z^i$ ادغام شود. از اینرو $\mathrm{W}_0$ وابسته به مقادیر انتظاری خلأ $z^i$ است، و به نوبه خود وابسته به انتخاب شارهای سه ـ فـرم زمینه که منجر به این مقادیر انتظاری خلأ شده‌اند، خواهد بود. $A$ به طور کلـی تـابعی از مـدول‌هـای دیگـر (و حتـی میدان‌های باردار) است، و می‌تواند ثابت در نظر گرفته شود. پارامتر $a$ یک ثابت عددی وابسته به اثـرات غیراختلالـی

[5] Bogomol'nyi–Prasad–Sommerfield
[6] Kachu, Kallosh, Linde and Trivedi
[7] Three-cycle

است. برای اینستنتون‌های D3– شامه‌ی اقلیدسی، $a = 2\pi$ در نظر گرفته می‌شود، در حالی که برای تراکم گاجینو[۸] متناظر با SU(n) در نظریه یانگ ـ میلز رابطه‌ی $a = 2\pi n$ را خواهیم داشت.

با استفاده از رابطه (۹) و پتانسیل کالر برای مدول حجم یعنی $K(\rho) = -3\ln\left[-i(\rho - \bar{\rho})\right]$ و با فرض $A$ و $W_0$ حقیقی، و نیز با در نظر گرفتن $\mathrm{Re}(\rho) = 0$، پتانسیل F-term یعنی $V_F$ برای مدول حجم $\sigma \equiv \mathrm{Im}(\rho)$ ، به صورت زیر بدست می‌آوریم:

$$V_F = \frac{aAe^{a\sigma}}{2\sigma^2}\left[\frac{1}{3}\sigma aAe^{-a\sigma} + W_0 + Ae^{-a\sigma}\right] \tag{۱۰}$$

این پتانسیل دارای یک کمینه ابرتقارنی (مثلاً برای $\mathcal{D}_\rho W|_0 = 0$)، با انرژی پتانسیل منفی در حجم محدود $\sigma = \sigma_0$ است.

## تثبیت کالر (رهیافت دوم)

در این رهیافت پارامتر گسترش ناوردای کالر کنترل کننده‌ی تورم $\alpha'$، $r$ است. به‌علاوه $r$ و $\phi$ جمله‌های مستقلی را در روابط مربوط به دینامیک و انرژی جنبشی به ما می‌دهند. در روش تثبیت مستقیم $r$ ، بدون اینکه نیازی به توقف تورم باشد می‌توان حجم را مستقیما تثبیت کرد. با داشتن $W_0 \neq 0$ ، اصلاحات در پتانسیل کالر قابل اعمال است و می‌تواند $r$ را تثبیت کند. در اینجا به منظور شکستن ساختارهای بدون مقیاس و تثبیت $r$، به تصحیحات $\alpha'$ در رابطه (۱) نیاز خواهد بود. در فرایند تثبیت کالر برای سادگی، مدل سازی‌هایی به منظور محاسبات انجام می‌شود. یکی از ساده‌ترین این مدل‌ها به کمک پتانسیل F-term به صورت زیر ارائه می شود:

$$V_F \propto [-i(\rho - \bar{\rho}) - k(\phi - \bar{\phi})]^{-2} \tag{۱۱}$$

با در نظر گرفتن هندسه‌ی دقیق خمینه‌ای که D3– شامه در آن حضور دارد، پتانسیلی به صورت $V = Ce^{\frac{2k}{3}}$ را می‌توان در نظر گرفت که برای آن شرط زیر برقرار است:

$$\frac{\partial_\Phi \partial_{\bar{\Phi}} V}{V} = \frac{1}{\partial_\phi \partial_{\bar{\phi}} K}\frac{\partial_\phi \partial_{\bar{\phi}} V}{V} = \frac{2}{3} \tag{۱۲}$$

که $\Phi = (\partial_\phi \partial_\phi K)^{1/2}$ و $C$ تابعی از ساختار مختلط خمینه می‌باشد.

## نتیجه گیری

همان‌طور که گفته شد برای داشتن یک مدل تورمی موفق ناگزیر به ارائه تثبیت مدول در حد قابل قبول هستیم. در اغلب این مدل‌ها به کمک در نظر گرفتن یک شار مناسب برخی از میدان‌های مدول را می‌توان به صورت همزمان تثبیت کرد، در حالی که مدول حجم به عنوان یک میدان بدون جرم نادیده گرفته می‌شود. در این مقاله سعی شد تا با بررسی ویژگی‌های مدول حجم رهیافت‌های مناسبی به منظور تثبیت حجم با استفاده از تثبیت ابرپتانسیل و تثبیت کالر معرفی شود.

## مرجع‌ها

[۱] S. Giddings, S. Kachru and J. Polchinski, *Hierarchies from Fluxes in String Compactifications, Phys. Rev*. D66 (2002) 106006, hep-th/0105097

[۲] J Erdmenger-*String Cosmology_ Modern String Theory Concepts from the Big Bang to Cosmic Structure-Wiley-VCH* (2009)

[۳] M. Cicoli, J.P. Conlon and F. Quevedo, *JHEP* 0801 (2008) 052 [arXiv:0708.1873 [hep-th]]

[۵] K. Becker, M. Becker, M. Haack and J. Louis, *Supersymmetry Breaking and Alpha-Prime Corrections to Flux Induced Potentials, JHEP* 0206 (2002) 060, hepth/0204254.

[۶]S. Kachru, R. Kallosh, A. D. Linde, J. M. Maldacena, L. P. McAllister and S. P. Trivedi, *JCAP* 0310, 013 (2003) [arXiv:hep-th/0308055].

[۸] Gaugino