مطالعه ی پهنای گرمایی کوارکونیوم با استفاده از AdS/CFT در حضور تصحیحات گرانشی گاوس- بونت

سید کمال طباطبائی [1]، کاظم بی تقصیر فدافن [2]

[1و2] دانشگاه صنعتی شاهرود

چکیده:

پتانسیل میان کوارک -پادکوارک در نظریه ریسمان مطالعه شده است به این منظور بایستی ریسمان بازی را در نظر گرفت که دو انتهای آن کوارک پادکوارک هستند و ریسمان در بعد هولوگرام گسترش یافته است.در این مقاله با در نظر گرفتن نوسانات ریسمان پتانسیل موهومی و پهنای گرمایی کوارکونیوم بدست می آید.به عنوان کاربردی از محاسبات این کمیت را در حضور تصحیحات گرانشی گاوس-بونت مطالعه می کنیم.

هدف این است که برای متریک عمومی پتانسیل موهومی را برای کوارکونیوم محاسبه کرده و بعد از آن پهنای دمایی کوارکونیوم بدست آید.به این منظور ابتدا فضای متریک 5 بعدی زیر را در نظر می گیریم:[1]

$$ds^2 = -G_{00}(U)dt^2 + G_{xx}(U)d\vec{x}^2 + G_{UU}(U)dU^2 \qquad (1)$$

که $G_{\mu\upsilon}$ ها توابع متریک هستند و در افق یعنی در U_h ، $G_{00}(U_h)=0$ و مرز در $U \to \infty$ **می باشد.دینامیک ریسمان با رابطه کنش نامبو گوتوداده می شود:**

$$S_{NG} = \frac{-1}{2\pi\alpha'}\int d^2\sigma\sqrt{-\det h_{ab}} \qquad (2)$$

که $h_{ab} = G_{\mu\upsilon}\partial_a X^\mu \partial_b X^\upsilon (a,b=1,2)$ و $G_{\mu\upsilon}$ متریک زمینه و $\sigma^a = (\tau,\sigma)$ بازه ی مختصات جهان سطح بوده و مختصات فضا زمانی ده بعدی که ریسمان درآن قرار دارد به صورت $X^\mu = X^\mu(\tau,\sigma)$ می باشد.در اینجا پیکر بندی که در آن کنش کمینه می شود یک منحنی U شکل خواهد بود که نقاط انتهایی منحنی (ریسمان باز) به مرز متصل می شود و یک کمینه در نقطه U_* دارد. با انتخاب پیمانه ایستا $\tau = t, \sigma = x$ داریم که $X^\mu = (t,x,0,0,U(x))$ و در نتیجه رابطه کنش نامبو گوتو به صورت زیر تبدیل می شود:

$$S_{NG} = \frac{-t}{2\pi\alpha'}\int_{-L/2}^{L/2} dx\sqrt{U'^2 + V(U)} \qquad (3)$$

که در آن فرض شده است که $G_{00}G_{UU} = 1$ باشد و همچنین $V(U) \equiv G_{00}G_{xx}$.با مقایسه مکانیک ذره از رابطه (3) هامیلتونی به دست می آید و با توجه به اینکه هامیلتونی پایسته است به رابطه انتگرالی زیر می رسیم:

$$\frac{L}{2} = \int_{U_*}^{\infty} dU \left\{ V(U)\left[\frac{V(U)}{V(U_*)} - 1\right]\right\}^{-\frac{1}{2}} \qquad (4)$$

حال نوسانات دمایی حول جواب کلاسیکی $U_c(x)$ را در نظر می گیریم.با استفاده از حلقه ویلسون نشان دهیم که نوسانات نزدیک پایین پیکربندی ریسمان کلاسیکی (U_*) منجر به تولید بخش موهومی می شود.نوسانات طول موج بلند نمای ریسمان $U_c(x) \to U_c(x) + \delta U(x)$ (با $\delta U' \to 0$) را در نظر می گیریم که باعث می شود تابع پارش ریسمان به صورت زیر بدست آید :

$$Z_{string} \sim \int DX^{\mu} e^{iS_{NG}(x)} \sim \int DX^{\mu} e^{iS_{NG}(U_c+\delta U)} \qquad (5)$$

زمانی که بخش پایین ریسمان کلاسیکی به اندازه کافی به افق نزدیک می شود نوسانات جهان سطح $\delta U(x)$ نزدیک $x=0$علامت ترم زیر رادیکال کنش نامبو گوتو را تغییر می دهد و این تغییر علامت بخش موهومی را تولید می کند. با استفاده از تقریب نقطه زینی داریم $\delta U = -V_*'/V_*''$ و در نتیجه بخش های موهومی و حقیقی پتانسیل در تابع پارش از هم مجزا می شوند و پتانسیل موهومی به صورت زیر به دست می آید:

$$\mathrm{Im}\,v_{Q\bar{Q}} = -\frac{1}{2\sqrt{2}\alpha'}\left[\frac{V_*'}{2V_*''} - \frac{V_*}{V_*'}\right] \qquad (6)$$

اکنون پلاسمای ابرتقارنی یانگ میلز را در نظر می گیریم که دوگان گرانشی آن سیاهچاله ی شوارز شیلد در فضای AdS است بنابراین $V(U) = (U^4 - U_h^4)/R^4$ می باشد که R شعاع AdS_5 و $U_h = \pi R^2 T$ بنابراین پتانسیل موهومی عبارتست از:

$$\mathrm{Im}\,v_{Q\bar{Q}} = -\frac{\pi}{24\sqrt{2}}\sqrt{\lambda}T\frac{3\xi^4 - 1}{\xi} \qquad (7)$$

که $\sqrt{\lambda} = R^2/\alpha'$ و $\xi \equiv U_h/U_* < 1$.در LT کوچک با استفاده از رابطه (4) داریم که $LT = 0.38\xi$.پتانسیل موهومی تراز انرژی را به صورت $E_0 \to E_0 - i\Gamma$ انتقال می دهد که مقدار آهنگ واپاشی برابر است با:

$$\Gamma_{Q\bar{Q}} \equiv -\left\langle \Psi \middle| \mathrm{Im}\,v_{Q\bar{Q}} \middle| \Psi \right\rangle = \frac{\pi\sqrt{\lambda}}{48\sqrt{2}}\frac{b}{a_0}\left[45\left(\frac{a_0 T}{b}\right)^4 - 2\right] \qquad (8)$$

که $|\psi\rangle$ تابع موج حالت پایه کولونی غیر اختلالی و $a_0 = \Gamma(1/4)^4 / 2\pi^2\sqrt{\lambda}m_Q$ شعاع بوهر می باشد.برای $m_Q = 4.7GeV, T = 0.3GeV, \sqrt{\lambda} = 3$ ما $\Gamma_{\Upsilon} \simeq 50MeV$ به دست می آوریم.

یکی از تصحیحات مهم بر نظریه یانگ میلز در نظر گرفتن تصحیحات بر ثابت جفتیدگی یعنی λ است که مطابق AdS/CFT منظور در نظر گرفتن جملات مشتق بالاتر گرانش است.بنابراین متریک دیگری که بررسی می کنیم متریک Gauss-Bonnet می باشد:[2]

$$ds^2 = -a^2 f_{GB}(U)dt^2 + \frac{U^2}{R^2}d\vec{x}^2 + \frac{dU^2}{f_{GB}(U)} \qquad (9)$$

که $a^2 = \frac{1}{2}\left(1 + \sqrt{1 - 4\lambda_{GB}}\right)$ ، $U_h = \frac{\pi R^2 T}{a}$ ، $\lambda_{GB} \in (-\infty, 1/4]$ و

$$f_{GB}(U) = \frac{U^2}{R^2}\frac{1}{2\lambda_{GB}}\left[1 - \sqrt{1 - 4\lambda_{GB}\left(1 - \frac{U_h^4}{U^4}\right)}\right] \qquad (10)$$

که مانند متریک اول داریم که کنش نامبو گوتو به صورت زیر در می آید:

$$S_{NG} = \frac{-ta}{2\pi\alpha'}\int_{-L/2}^{L/2} dx\sqrt{U'^2(x) + f_{GB}(U(x))\frac{U^2(x)}{R^2}} \qquad (11)$$

و با محاسبه هامیلتونی و استفاده از شرط پایسته بودن آن داریم:

$$\frac{L}{2} = \int_{U_*}^{\infty} dU\left\{ f_{GB}(U)\frac{U^2}{R^2}\left[\frac{f_{GB}(U)U^2}{f_{GB}(U_*)U_*^2} - 1\right]\right\}^{-\frac{1}{2}} \qquad (12)$$

در نتیجه پتانسیل موهومی با توجه به رابطه (11) به صورت زیر می باشد:

$$\mathrm{Im}\,v_{Q\bar{Q}}=\frac{\pi T}{a^2}\sqrt{\frac{\lambda}{2}}\left(\frac{(-2M^5+M^6-2M^3\lambda_{GB}\xi^4+16M\lambda_{GB}^2\xi^8-24M^2\lambda_{GB}^2\xi^8+M^4(1+2\lambda_{GB}\xi^4))}{(8M\xi-8M^2\xi+16\lambda_{GB}\xi^5)(3M^3-3M^4+6M^2\lambda_{GB}\xi^4+16\lambda_{GB}^2\xi^8)}\right) \quad (13)$$

که $M=\sqrt{1-4\lambda_{GB}(1-\xi^4)}$ و $\sqrt{\lambda}=R^2a^2/\alpha'$ و $\xi\equiv U_h/U_*<a$. در LT کوچک با فرض اینکه $\xi\ll\left(\frac{0.25-\lambda_{GB}}{|\lambda_{GB}|}\right)^{\frac{1}{4}}$ با حل انتگرال رابطه (12) داریم که $LT=0.38a^2\xi$ در نتیجه اگر مقدار ξ را در (13) قرار دهیم و مقدار $\Gamma_{Q\bar{Q}}\equiv-\left\langle\Psi\middle|\mathrm{Im}\,v_{Q\bar{Q}}\middle|\Psi\right\rangle$ را برای $m_Q=4.7GeV,T=0.3GeV,\sqrt{\lambda}=3,\lambda_{GB}=0.22$ محاسبه کنیم در نتیجه $\Gamma_{\Upsilon}\simeq 11MeV$ را به دست می آوریم.نکته ی جالب توجه اینجاست که بازه ی مورد قبول برای ثابت گاوس-بونت $(-\infty,1/4]$ نیست بلکه انتخاب های محدودی برای λ_{GB} وجود دارد.

نتیجه گیری

با در نظر گرفتن تصحیحات ثابت جفتیدگی مقدار پهنای دمایی به ازای λ_{GB} های محدود تغییر می کند و آهنگ منظمی ندارد.

مرجع‌ها

1. Jorge Noronha, Adrian Dumitru, "Thermal Width of the γ at Large t' Hooft Coupling," *Phys.Rev.Lett.* 103 (2009) 152304 [arXiv:0907.3062]
2. Jorge Noronha, Adrian Dumitru, "The Heavy Quark Potential as a Function of Shear Viscosity at Strong Coupling ,"*Phys.Rev.*D80(2009)014007 [arXiv:0903.2804]