پژوهشگاه دانش‌های بنیادی

شماره مقاله : ۲۹

مقاله‌نامه بیست و سومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۰-۲۹ اردیبهشت ۱۳۹۵)

مطالعه نیروی کششی کوارک سنگین در مختصات کروی با استفاده از دوگانگی AdS/CFT

شهرام خواجه [۱]، کاظم بی تقصیر فدافن [۲]

[۱,۲] دانشکده فیزیک- دانشگاه صنعتی شاهرود

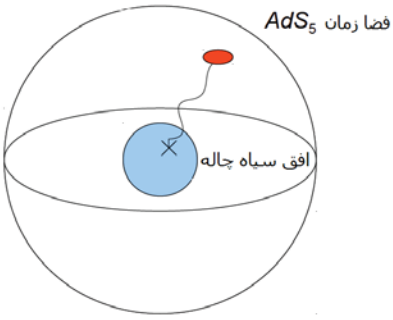
چکیده

در اثر برخورد یون‌های سنگین نسبیتی در برخورد دهنده‌های هادرونی RHIC و LHC در دماهای بالا محیطی با جفت‌شدگی قوی با نام پلاسمای کوارک گلوئون (QGP) ایجاد می‌شود. کوارک‌ها و گلوئون‌ها در این محیط می‌توانند به صورت آزاد وجود داشته باشند. برای توصیف چنین محیطی از تناظر AdS/CFT استفاده می‌شود. مطالعه نیروی کششی وارد بر کوارک سنگین در پلاسمای کوارک گلوئون در بررسی اتلاف انرژی کوارک سنگین بسیار مهم است. در این مقاله با استفاده از نظریه ریسمان و دوگانی، AdS/CFT، نیروی کششی را در مختصات کروی به‌دست می‌آوریم. معمولا این محاسبه در مختصات پوانکاره انجام می‌شود. ولی با درنظرگرفتن مختصات کروی اثر ابعاد پلاسمای تولید شده هم در این محاسبه مد نظر قرار می گیرد.

یکی از محاسبه‌های مورد توجه درنظرگرفتن اتلاف انرژی کوارک سنگین در محیط QGP است. محاسبه مستقیم نیروی کششی از مدل QCD کمی مشکل است. این کار به روش هولوگرافی در [1,2] انجام شده است. بنا بر تناظر AdS/CFT کوارک در محیط QGP با جفت شدگی قوی را به وسیله یک ریسمان باز که یک انتهای آن به مرز فضا زمان AdS_5 وصل می شود وطرف دیگر روی افق سیاه چاله قرار دارد نمایش می دهند.

جرم کوارک سنگین است وسرعت کوارک ثابت در نظر گرفته می شود و کوارک سنگین بنا بر AdS/CFT، در محیط QGP با ثابت جفت‌شدگی قوی که در آن اصول نظریه میدان یانگ میلز N=4 برقرار است حرکت می کند. در حالی که کوارک حرکت می کند ریسمان متصل به کوارک به راحتی کشیده می شود و به کوارک عکس العملی در نقطه انتهایی وارد می کند. با مطالعه کشش ریسمان نیروی کششی محاسبه می شود. برای این کار سیستم در اندازه نامحدود یعنی همان مختصات پوانکاره مطالعه شده است[1,2].

در این مقاله سیستم مختصات را کروی درنظر می‌گیریم و اثرات ابعاد را هم مطالعه می کنیم چرا که QGP در برخورد دهنده ها نمی تواند اندازه نامحدود داشته باشد. شکل ۱ مدل هولوگرافی را به طور تقریبی شرح می دهد



شکل۱: یک مدل هولوگرافی برای یک کوارک سنگین در حال حرکت در محیط QGP با جفت شدگی قوی و حجم محدود را نشان می دهد که درآن نظریه یانگ میلز N=4 روی $R_t \times S^3$ برقرار است .

کمیت‌های فیزیکی که در تئوری داریم عبارتند از R شعاع AdS_5 و دمای T، بنابراین فقط یک مقیاس بی بعد

مقاله‌نامه بیست و سومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۰-۲۹ اردیبهشت ۱۳۹۵)

امکان پذیرTR است. در این مقاله اثرات اندازه محدود هر مشاهده پذیر را با رجوع به کمیت TR پیدا می کنیم[3].

اساس کار بخش گرانشی، سیستم مختصات کروی فضا زمان AdS_5 شوارتز شیلد خواهد بود که متریک آن به صورت زیر است

$$ds^2 = -h(r)dt^2 + \frac{1}{h(r)}dr^2 + r^2\left(d\theta^2 + cos\,\theta^2\,(d\phi^2 + cos\,\phi^2\,d\chi^2)\right) \qquad (1)$$

$$r_0^2 = \frac{8GM}{3\pi} \quad , \quad h(r) = 1+\frac{r^2}{R^2} - \frac{r_0^2}{r^2} \qquad (2)$$

در این جا G ثابت جهانی گرانش و M جرم سیاه چاله و R شعاع فضا زمان AdS_5 و r مختصات شعاعی می باشد. این فضا زمان AdS_5 مرزی در $r \to \infty$ دارد. هندسه در این مرز $R_t \times S^3$ که در آن دوگان نظریه میدان وجود دارد. و افق سیاه‌چاله در $r = r_H$قرار دارد. جایی که

$$r_H = R\sqrt{\frac{\sqrt{1+4\frac{r_0^2}{R^2}}-1}{2}} \qquad و \qquad r_0 = r_H\sqrt{1+\frac{r_H^2}{R^2}} \qquad (3)$$

و دمای سیاه چاله به صورت زیر محاسبه می شود:

$$T = \frac{r_H}{\pi R^2}\left(1+\frac{R^2}{2r_H^2}\right). \qquad (4)$$

در نظریه میدان Tدما و R شعاع AdS_5 هستند. به دلیل آنکه TR کمیت فیزیکی بدون بعد است برای بررسی اثر حجم محدود، ما دما را ثابت می کنیم و از حد کمیت $TR \to \infty$ به عنوان حد حجم بالا استفاده خواهیم کرد.

برای مقایسه با حالت اندازه نامحدود فضا زمان AdS_5 شوارتز شیلد در مختصات کروی را با فضا زمان AdS_5 شوارتز شیلد پوانکاره با متریک زیر مقایسه می کنیم.

$$ds^2 = \frac{r^2}{R^2}\left(-\left(1-\frac{r_H^4}{r^4}\right)dt^2 + d\vec{x}^2\right) + \frac{R^2}{r^2}\frac{dr^2}{1-\frac{r_H^4}{r^4}} \qquad (5)$$

به جای داشتن $R_t\times S^3$ در مرز فضا زمان AdS_5 شوارتز شیلد پوانکاره ما در مرز هندسه $R_t\times R^3$ را داریم. ریسمان خمیده در مختصات کروی فضا زمان AdS_5 را با رابطه زیر نشان می دهیم:

$$\theta = \omega\tau + f(\rho) \qquad (6)$$

که در آن ρ, τ مختصات جهان سطح ریسمان می باشند. در پیمانه ایستا قرار می دهیم $\rho = r$ و $\tau = t$. با انجام محاسبات، کنش ریسمان به صورت زیر خواهد بود:

$$S = -\frac{1}{2\pi\alpha'}\int d\tau d\rho\sqrt{1+\rho^2 f'^2(\rho)h(\rho) - \frac{\rho^2\omega^2}{h(\rho)}} \qquad (7)$$

مشاهده می کنیم که کنش ریسمان به $f(\rho)$ بستگی ندارد، اندازه حرکت کانونیک $\pi_f = \frac{\partial S}{\partial f'}$ ثابت حرکت است. با کمک گرفتن از این کمیت ثابت ما می توانیم $f'(\rho)$ را مشخص کنیم که به‌صورت زیر به‌دست می‌آید:

$$f'(\rho) = \frac{\pi_f}{\rho h(\rho)}\sqrt{\frac{\omega^2\rho^2 - h(\rho)}{\pi_f^2 - \rho^2 h(\rho)}} \qquad (8)$$

و کنش ریسمان به‌صورت زیر محاسبه می‌شود.

$$S = -\frac{1}{2\pi\alpha'}d\tau d\rho\rho\sqrt{\frac{\rho^2\omega^2 - h(\rho)}{\pi_f^2 - \rho^2 h(\rho)}} \qquad (9)$$

می خواهیم کنش حقیقی باشد. بنابراین اگر تغییر علامت رخ دهد باید در صورت و مخرج کسر جذر، تغییر علامت همزمان وجود داشته باشد. فرض می‌کنیم تغییر علامت در $\rho = \rho_*$ رخ دهد، دراین‌صورت داریم $\mathrm{h}(\rho_*) = \rho_*^2\omega^2$ و $\pi_f{}^2 = \rho_*^2 h(\rho_*)$. در نتیجه داریم $\pi_f{}^2 = \rho_*^4\omega^2$. لذا اندازه حرکت کانونیک از رابطه زیر حاصل می شود.

$$\pi_f = \omega R^2 \frac{-1\pm\sqrt{1+\frac{4r_0^2}{R^2}(1-\omega^2R^2)}}{2(1-\omega^2R^2)} \qquad (10)$$

علامت مثبت در رابطه (10) انتخاب می شود. زیرا در این مورد AdS_5 ، ($r_0 = 0$) فضا زمان تخت است و هیچ اتلافی رخ نمی دهد و نیروی کششی باید به صفر برسد. ما نیروی کششی اعمال شده را روی ریسمان به وسیله آهنگ تکانه در طول ریسمان پایین رو به افق محاسبه می کنیم، همچنین داریم

$$\frac{dp_\theta}{dt} = \sqrt{-g}p_\theta^\rho \quad , \quad P_\mu^\alpha = -\frac{1}{2\pi\alpha'}G_{\mu\nu}g^{ab}\partial_b x^\nu \qquad (11)$$

در این جا P_μ^α تکانه انرژی فضا زمان روی جهان سطح فعلی و $G_{\mu\nu}$ متریک فضا زمان و g^{ab} متریک جهان سطح است. با استفاده از روابط (10) و(11) و متریک، ما سرانجام نیروی کششی را در مختصات کروی داریم

$$\frac{dp_\theta}{dt} = -\frac{1}{2\pi\alpha'}\pi_f \qquad (12)$$

نیروی کششی در حالت نامحدود در [1,2] با استفاده از فضا زمان AdS_5 پوانکاره انجام شده است.

$$\frac{dp_x}{dt} = -\pi T^2\sqrt{\frac{\lambda}{2}}\frac{v}{\sqrt{1-v^2}} \qquad (13)$$

v سرعت خطی حرکت کوارک و λ ثابت جفت‌شدگی توفت می‌باشد. برای مقایسه این نیروی کشش با یک حالت اندازه معین، از حد سیاه چاله بزرگ $\rho_H \gg R$ استفاده می کنیم. این حد باعث می شود مرز R^3 تبدیل به S^3 تخت شود. با بسط نیروی کشش معادله (3) بر حسب مقیاس حجم بی‌بعد TR داریم

$$\frac{1}{R}\frac{dp_\theta}{dt} = \frac{dp_x}{dt}[1-\frac{1+\sqrt{1+v^2}}{2\pi^2\sqrt{1-v^2}}(\frac{1}{TR})^2] \qquad (14)$$

در این‌جا RHS نیروی کشش انتقالی در اندازه محدود است و LHS بسط در حد حجم بزرگ با توافق مرتبه پیشین نتایج در حالت اندازه نامحدود است.

نتیجه گیری

با انجام محاسبات، اتلاف انرژی کوارک سنگین با درنظرگرفتن اثرات ابعاد بر اساس مختصات کروی به دست می آید و نشان می دهد انرژی کوارک سنگین در اندازه محدود باید تصحیح شود. طبق رابطه (14) اصلاح جمله منفی می شود و به این معنی است که نیروی کششی در QGP وقتی که اندازه QGP محدود است پایین تر از مقدار آن در حالت نامحدود است. هنگامی که در مقیاس آزمایشگاهی از دما و طول در اندازه QGP کار می کنیم اثر اندازه محدود قابل توجه است.

مرجع‌ها :

[1]. S. S. Gubser, \Drag force in AdS/CFT," Phys.Rev. D74 (2006) 126005, arXiv:hep-th/0605182 [hep-th].
[2]. C. Herzog, A. Karch, P. Kovtun, C. Kozcaz, and L. Ya_e, \Energy loss of a heavy quark moving through N=4 supersymmetric Yang-Mills plasma," JHEP 0607 (2006) 013, arXiv:hep-th/0605158 [hep-th].
[3]. S. Chunlen, K. Peeters, M. Zamaklar, Finite-size effects for jet quenching. arXiv:1012.4677 [hep-th]
[٤].محسن حیدری سورشجانی،"مطالعه طول پوششی کوارک پاد کوارک در پلاسمای کوارک گلوئون با استفاده از AdS/CFT" ، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود (۱۳۹۲).