

گزارش نهایی طرح تحقیقاتی

عنوان طرح پژوهشی:

محاسبه تصحیحات وارد بر نیروی کششی از طریق مطالعه
سیاهچاله گاوس - بونت باردار

مجری طرح: کاظم بی تقصیر فدافن

دانشکده فیزیک

دانشگاه صنعتی شاهرود

این طرح با استفاده از اعتبارات پژوهشی دانشگاه صنعتی شاهرود انجام شده است و تاریخهای تصویب و خاتمه آن به ترتیب ۱۳۸۷/۱۲/۲۰ و ۱۳۸۸/۴/۲۱ می باشد.

کد طرح ۲۴۰۲۶

چکیده

در این طرح پژوهشی به مطالعه نیروی کششی وارد بر کوآرک در حال حرکت در پلاسمای کوآرک-گلوئون می پردازیم. چنین پلاسمایی در آزمایشگاه تولید شده است و مطالعه آن آزمون تازه ای را پیش روی فیزیکدانان گشوده است. چرا که این پلاسمای یک سیستم همبسته قوی است و نمی توان از ابزار اختلالی برای مطالعه آن بهره برد. به این منظور از نظریه ریسمان و AdS/CFT کمک گرفته شده است. تصحیحات مورد مطالعه عبارتند از اثرات ناشی از محیط و ثابت جفت شدگی. این تصحیحات با در نظر گرفتن سیاهچاله گاوس- بونت باردار محاسبه شده و سپس به تحلیل و بررسی نتایج می پردازیم.

کلمات کلیدی:

کوآرک گلوئون پلاسمای - نظریه ریسمان - همسانی AdS/CFT - نیروی کششی

تقدیم به همسر

فهرست

فصل اول: آشنایی با نظریه ریسمان و همسانی AdS/CFT و دلایل استفاده از آن در پلاسمای کوارک گلوئون

- ۱-۱ سرمنشأ نظریه ریسمان ۲
- ۲-۱ طول پلانک و ثابت جهانی گرانش ۳
- ۳-۱ مطالعه فضا-زمان تخت ۵
- ۴-۱ گنش ریسمان کلاسیکی ۶
- ۵-۱ همسانی نظریه ریسمان / نظریه پیمانه ای ۱۰
- ۶-۱ بررسی پارامترهای دو نظریه ۱۲
- ۶-۱ بررسی پارامترهای دو نظریه ۱۲
- ۷-۱ دلیل استفاده از همسانی AdS/CFT در پلاسمای کوارک گلوئون ۱۳
- ۸-۱ مروری بر محاسبات پیشین ۱۴

فصل دوم: سیاهچاله گوس- بونت باردار و محاسبه تصحیحات وارد

۱۶

بر نیروی کششی

۲۲

۲-۱ معرفی سیاهچاله گوس- بونت باردار

۲-۲ محاسبه تصحیحات وارد بر نیروی کششی با استفاده از سیاهچاله گوس- بونت

۲۲

باردار

۲۵

فصل سوم: تحلیل نتایج

فصل اول

آشنایی با نظریه ریسمان و همسانی
AdS/CFT و دلایل استفاده از آن در
پلاسمای کوارک گلوئون

ایده‌ی اساسی در نظریه‌ی ریسمان بسیار ساده است: ذرات بنیادی که در فیزیک معرفی می‌کنیم، در واقع ذره‌ای بدون بُعد نیستند بلکه ریسمانهایی یک بُعدی می‌باشند. این ریسمانها می‌توانند باز یا بسته باشند. برای سازگاری نظریه ابعاد فضا- زمان ده می‌باشد و این نکته که چرا ما فقط قادر به درک چهار بُعد هستیم یکی از پیچیدگی‌های نظریه ریسمان است. یکی از راه‌حل‌ها، فشردن سازی ابعاد اضافه است. جذابیت چنین نظریه‌ای در آنجاست که دو حوزه متفاوت و جدا در فیزیک را به یکدیگر پیوند می‌دهد. این دو حوزه عبارتند از نسبیت عام و مکانیک کوانتومی. نسبیت عام به توصیف گرانش می‌پردازد. متغیرهای دینامیکی در این نظریه به توصیف هندسه فضا زمان می‌پردازند و اطلاعاتی از آن را در بر دارند. اگر میدانهای گرانشی به قدر کافی ضعیف باشند و سرعت هم پایین باشد به همان گرانش نیوتنی می‌رسیم که دیگر نیازی به استفاده از نسبیت عام نخواهد بود. مثلاً برای محاسبه مدار سیارات در منظومه شمسی گرانش نیوتنی کفایت می‌کند. البته این درحالی است که برخی تصحیحات در مسیر سیارات را فقط نسبیت عام می‌تواند توضیح بدهد.

۱-۱ سرمنشأ نظریه ریسمان

اساس نظریه ریسمان به تحقیقات مربوط به نیروی قوی در دهه هفتاد میلادی بر می‌گردد. در آزمایشات مربوط به هادرونها رابطه‌ای میان اسپین J و جرم m آنها به دست آمد که به شکل زیر است

$$m^2 = \frac{J}{\hbar c^4 \alpha'} \quad (1-1)$$

نمی توان برای یک ذره بدون بُعد چنین رابطه ای را به دست آورد. اما این رابطه برای ریسمان چرخانی با تنش ثابت برقرار است و این ایده اساسی را القا کرد که می توان نیروی قوی را با استفاده از نظریه ریسمان توصیف کرد.

نکته مهم دیگر به پتانسیل کوآرک و پادکوآرک برمی گردد. به طوری که وقتی که آنها را از هم جدا می کنیم پتانسیل به صورت خطی با فاصله تغییر می کند. این مطلب شواهد آزمایشگاهی نیز تأیید شده اند. QCD نظریه کوانتومی رنگ این مهم را با تبادل گلوئونها توضیح می دهد. گلوئونها ذرات تبدلی نیروی قوی هسته ای هستند. بر طبق نظریه ریسمان بار رنگ دو انتهای ریسمان باز است و جمله خطی پتانسیل ناشی از تنش ریسمان باز اتصالی بین کوآرک- پادکوآرک می باشد. اندازه این تنش در حدود $1 \frac{GeV}{fm}$ است.

۱-۲ طول پلانک و ثابت جهانی گرانش

در این بخش به ذکر نکاتی درباره فیزیک انرژی های بالا می پردازیم. در ابتدا در مورد قانون گرانش نیوتن توضیح می دهیم. نیروی گرانش میان دو جسم به جرمهای m_1 و m_2 که در فاصله r از یکدیگر قرار گرفته اند با رابطه زیر داده می شود

$$|\vec{F}| = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (1-2)$$

در این رابطه G ثابت جهانی گرانش است که مقدار آن با آزمایش به دست می آید

$$G = 6.57 \times 10^{-11} \frac{m^3}{Kg s^2} \quad (1-3)$$

بُعد این ثابت را می توان به راحتی به دست آورد

$$[G] = [Force] \frac{L^2}{m^2} = \frac{L^3}{m T^2} \quad (1-4)$$

ثابت گرانشی یکی از ثابتهای بنیادی در فیزیک است. در ابعاد بسیار بزرگ نیروی گرانش بسیار مهم است که با نسبیت عام توصیف می شود و در سرعتهای نزدیک به سرعت نور نسبیت خاص برقرار است. اهمیت مکانیک کوانتومی نیز در ابعاد اتمی است. این سه حوزه فیزیک با سه ثابت بنیادی زیر در ارتباط هستند:

$$\begin{aligned} G &= 6.67 \times 10^{-11} \frac{m^3}{Kg s^2} \\ c &= 3 \times 10^8 \frac{m}{s} \\ \hbar &= 1.06 \times 10^{-33} \frac{Kg m^2}{s} \end{aligned} \quad (1-5)$$

از آنجا که در نظریه ریسمان با ابعاد فوق العاده کوچک و سرعتهای بالا و همچنین خمش زیاد فضا-زمان سر و کار داریم مناسب است که از قرارداد معمول در ذرات بنیادی استفاده شود. در این قرارداد واحدهای جرم، طول و زمان با یکدیگر مساوی در نظر گرفته می شوند و به هر یک از آنها جرم پلانک، طول پلانک و زمان پلانک (m_p, l_p, t_p) گفته می شود. بر این اساس سه ثابت بنیادی عبارتند از

$$\begin{aligned} G &= 1. \frac{l_p^3}{m_p t_p^3} \\ c &= 1. \frac{l_p}{t_p} \\ \hbar &= 1. \frac{m_p l_p^2}{t_p} \end{aligned} \quad (1-6)$$

اکنون می توان این سوال را طرح کرد که در چه جرم، طول و زمانی این سه حوزه فیزیک اثرات یکسانی دارند. می توان مقادیر را محاسبه کرد:

$$\begin{aligned}
 l_p &= 1.61 \times 10^{-33} \text{ cm} \\
 t_p &= 5.4 \times 10^{-44} \text{ s} \\
 m_p &= 2.17 \times 10^{-5} \text{ g}
 \end{aligned}
 \tag{۱-۷}$$

با این اعداد می توان اطلاعاتی از آغاز شکل گیری کیهان را به دست آورد. نکته مهم در این کمیتها بزرگ بودن جرم پلانک در مقایسه با طول و زمان پلانک است. این نکته یکی از مشکلات فیزیک به نام مساله "سلسله مراتبی" است و نظریات مختلفی برای توجیه آن ارایه می شود.

کمیت مهمی که در نظریه ریسمان مطرح می شود و به اندازه های ریسمان مربوط می شود، طول پلانک است. در چهار بعد مقدار این کمیت و وابستگی آن به سایر ثابتهای بنیادی ذکر شد ولی از آنجا که در نظریه ریسمان ابعاد بالاتر نیز مطرح هستند بسیار مناسب است که رابطه ای برای طول پلانک در هر بعدی معرفی شود

$$\left(l_p^{(D)} \right)^{D-2} = G^{(D)} \frac{\hbar}{c^3}
 \tag{۱-۸}$$

در این رابطه $l_p^{(D)}$ و $G^{(D)}$ طول پلانک و ثابت گرانش در D بُعد می باشند.

۳-۱ مطالعه فضا- زمان تخت

فضا زمان تخت همان فضا زمان مینکوفسکی است و زمانی اعتبار دارد که میدان گرانشی نداشته باشیم.

در این فضا زمان خاص فاصله بین دو رویداد عبارتست از:

$$-ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu
 \tag{۱-۹}$$

که اندیسها ابعاد فضا زمان را نمایش می دهند و $\eta_{\mu\nu}$ کمیتی ثابت است که به مختصه های فضا زمان

بستگی ندارد. این متریک با ماتریس قطری زیر نمایش داده می شود:

$$\eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1-10)$$

اما در حضور میدان گرانشی ، متریک دینامیکی خواهد بود:

$$-ds^2 = g_{\mu\nu}(x)dx^\mu dx^\nu \quad (1-11)$$

به طوریکه مولفه های متریک $g_{\mu\nu}(x)$ به مختصه های فضا- زمان وابسته می باشند و شکل صریح آن هم بدیهی نیست.

در بسیاری از پدیده ها که میدان گرانشی در آن ضعیف است، می توان متریک $g_{\mu\nu}(x)$ را در نزدیکی متریک فضای مینکوفسکی نوشت:

$$g_{\mu\nu}(x) = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(x) \quad (1-12)$$

این رابطه مهم به این معنی است که فضا- زمان خمیده حول فضا- زمان تخت بسط داده می شود و $h_{\mu\nu}(x)$ میدان گرانشی بسیار کوچکی است که در هنگام حل معادلات انیشتن از توانهای بالاتر از یک آن صرف نظر می شود. به این ترتیب می توان به مطالعه امواج گرانشی پرداخت.

۴-۱ کُنش ریسمان کلاسیکی

در نظریه ریسمان دو کُنشی که به توصیف حرکت ریسمان می پردازند، عبارتند از:

- کُنش نامبو- گوتو

- کُنش پولیاکف

اگر چه در حد کلاسیکی هر دو کُنش یکسان هستند ولی در حد کوانتومی چنین نیست. ما در انجام محاسبات از کُنش نامبو- گوتو استفاده می کنیم و در ادامه آن را شرح می دهیم.

تعریف کنش برحسب لاگرانژی عبارتست از:

$$S = \int L(q, \dot{q}, t) dt \quad (1-13)$$

که q مختصه است و زمان با t نمایش داده شده است. معادلات حرکت از وردش مرتبه اول کنش به دست می آیند.

هنگامی که کنش را برای جسمی که سرعت نسبیتی دارد می نویسیم می بایستی نکاتی را رعایت کرد که عبارتند از:

- در حد سرعت نور کنش به بی نهایت میل کند.

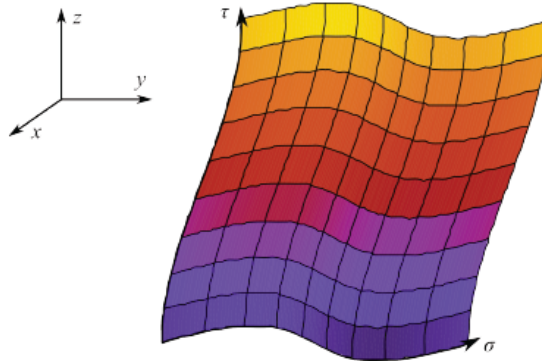
- کنش می بایستی برای ناظرهای مختلف در چارچوب لخت فیزیک یکسانی را نتیجه بدهد. یعنی کنش می باید ناوردای لورنتس باشد.

ساده ترین رابطه برای چنین کنشی عبارتست از

$$S = -mc \int ds \quad (1-14)$$

که m جرم ذره و c سرعت نور است. ds یک عنصر طول است و بخشی دیفرانسیلی از جهان خط ذره ای است که از حالت اولیه به حالت نهایی تغییر یافته است.

از آنجا که در نظریه ریسمان با موجوداتی یک بعدی سروکار داریم، به جای جهان-خط با جهان-صفحه روبرو هستیم. یعنی صفحه ای دو بعدی در فضا-زمان که در شکل نشان داده شده است. کنش ریسمان متناسب با سطح این جهان-صفحه است. متریکی که در روی این جهان-صفحه تعریف می شود، متریک القایی نامیده می شود. مختصات این صفحه دو بعدی τ و σ هستند که مختصه τ زمان و مختصه σ نمایانگر فاصله روی ریسمان است.



شکل (۱-۱) ریسمان باز در طی حرکت خود در فضا- زمان یک جهان-صفحه دو بعدی را جاروب می کند.

عنصر طول روی این جهان - صفحه با استفاده از متریک القایی g نوشته می شود:

$$ds^2 = g_{\tau\tau}d\tau^2 + 2g_{\tau\sigma}d\tau d\sigma + g_{\sigma\sigma}d\sigma^2 \quad (1-15)$$

با دید دیگری هم می توان این کمیت را به صورت زیر نوشت:

$$\begin{aligned} ds^2 &= d\vec{s} \cdot d\vec{s} = \left(\frac{\partial \vec{s}}{\partial \tau} d\tau + \frac{\partial \vec{s}}{\partial \sigma} d\sigma \right) \left(\frac{\partial \vec{s}}{\partial \tau} d\tau + \frac{\partial \vec{s}}{\partial \sigma} d\sigma \right) \\ &= \left(\frac{\partial \vec{s}}{\partial \tau} \right)^2 d\tau^2 + 2 \frac{\partial \vec{s}}{\partial \tau} \cdot \frac{\partial \vec{s}}{\partial \sigma} d\tau d\sigma + \left(\frac{\partial \vec{s}}{\partial \sigma} \right)^2 d\sigma^2 \end{aligned} \quad (1-16)$$

که از مشتق زنجیره ای استفاده شده است. مولفه های متریک القایی از طریق مقایسه دو رابطه فوق به دست می آیند:

$$g = \begin{pmatrix} \left(\frac{\partial \vec{s}}{\partial \tau} \right)^2 & \frac{\partial \vec{s}}{\partial \tau} \cdot \frac{\partial \vec{s}}{\partial \sigma} \\ \frac{\partial \vec{s}}{\partial \sigma} \cdot \frac{\partial \vec{s}}{\partial \tau} & \left(\frac{\partial \vec{s}}{\partial \sigma} \right)^2 \end{pmatrix} \quad (1-17)$$

اکنون می توان عنصر دیفرانسیلی سطح را محاسبه کرد. کافی است که دیفرانسیل طول و عرض را در هم ضرب کرد و البته از نسبت عام می دانیم که بایستی دترمینان متریک القایی را هم در آن ضرب کرد:

$$A = \iint d^2A = \iint \sqrt{-\det g} d\tau d\sigma \quad (1-18)$$

برای مسیرهایی که زمان گونه هستند، یعنی $v < c$ می دانیم که $\det g < 0$ و به همین دلیل در رادیکال یک علامت منفی آمده است.

آنچه که به دست آورده ایم مربوط به فضا- زمان نیست! بلکه کنش در روی جهان- صفحه دو بُعدی است. و این در حالی است که ما می بایستی این اطلاعات را به فضا- زمان گسترش بدهیم. به این منظور تابع برداری $X^\mu(\tau, \sigma)$ را معرفی می کنیم که مختصه های τ و σ را از جهان- صفحه دو بُعدی به فضا- زمان 10 بُعدی نگاشت می دهد. به این ترتیب برای هر نقطه (τ, σ) روی جهان - صفحه یک نقطه در فضا- زمان وجود دارد که به وسیله $X^\mu(\tau, \sigma)$ به دست می آید. بنابراین سعی می کنیم کنش را در فضا- زمان بازنویسی کنیم. به این منظور متریک فضا- زمان را با $G^{\mu\nu}$ نمایش می دهیم و عنصر دیفرانسیلی طول را بر حسب آن می نویسیم:

$$ds^2 = G_{\mu\nu} dX^\mu dX^\nu \quad (1-19)$$

با جاگذاری در تعریف متریک القایی داریم:

$$g_{\alpha\beta} = G_{\mu\nu} \frac{\partial X^\mu}{\partial \xi^\alpha} \frac{\partial X^\nu}{\partial \xi^\beta} \quad (1-20)$$

که همان مختصه های (τ, σ) در روی جهان- صفحه هستند.

بُعد کنش می بایستی که $\frac{M L^2}{T}$ باشد و از آنجا که بُعد A مجذور طول است باید کمیتی با بُعد $\frac{M}{T}$ را در A

ضرب کنیم تا بُعد کنش درست باشد. چنین کمیتی عبارتست از $\frac{T_0}{c}$ که T_0 تنش ریسمان و c سرعت نور

است. وقتی که بُعد سرعت یک باشد این کمیت برابر با $\frac{1}{2\pi\alpha'}$ است.

بنابراین شکل نهایی کنش عبارتست از:

$$S = -\frac{1}{2\pi\alpha'} \iint \sqrt{-\det g_{\alpha\beta}} d\tau d\sigma \quad (1-21)$$

۵-۱ همسانی نظریه ریسمان / نظریه پیمانه ای

ارایه یک همسانی بین نظریه ریسمان و نظریه پیمانه ای از اهداف اولیه پدید آمدن نظریه ریسمان است.

چنانکه در بخش (۱-۵) بحث شد اولین تحقیقات مربوط به نظریه ریسمان به نظریه مربوط به برهمکنش قوی

هادرونها باز می گردد. اما تلاشهای اولیه برای توصیف هادرونها توسط ریسمانهای نسبیتی چندان هم موفقیت

آمیز نبود. چرا که در این نظریه ذرات بنیادی ناخواسته بدون جرم زیادی پدید می آیند. از طرفی در QCD

ذرات اصلی کوارکها و گلوئونها می باشند. تقارن نظریه نیز $SU(3)$ یانگ-میلز است.

همسانی که در این جا ذکر می شود میان نظریه پیمانه ای یانگ-میلز با حداکثر ابرتقارنی در فضای

مینکوفسکی چهار بعدی و نظریه ابرریسمان بسته نوع IIB می باشد [1,2,3]. فضا-زمان ده بعدی در این

نوع نظریه به شکل خاصی است؛ پنج بعد آن روی یک کره پنج بُعدی S^5 فشرده شده است و پنج بُعد دیگر

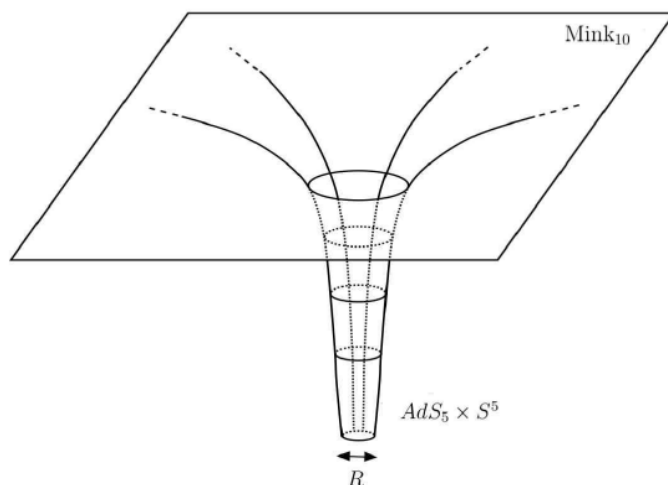
آن در یک فضای غیر فشرده به نام آنتی دوسپت قرار گرفته است و به شکل AdS_5 نشان داده می شود. دقت

شود که این فضا-زمان جواب معادلات انیشتن با ثابت کیهانشناختی منفی است.

بر این اساس معمولاً همسانی مورد بحث را با AdS/CFT می‌شناسند. که AdS نشانگر فضای پنج بُعدی است و CFT همان نظریه میدان همدیس است که هیچ پارامتر بُعداری ندارد. همسانی AdS/CFT هم ارزی شگفت آوری بین یک نظریه پیمانه ای و یک نظریه ریسمان است. نظریه های پیمانه ای ارتباط بسیار نزدیکی با ریسمانهای باز دارند و این در حالی است که این همسانی مستلزم ریسمانهای بسته هم می باشد. به همین دلیل هم از این همسانی به "دوگانی" هم یاد می شود. یعنی فیزیک یکسانی توسط دو نظریه به ظاهر کاملاً متفاوت بیان می شود.

این دوگانی از آنجا ناشی می شود که نظریه ابرریسمان بسته موجودات غیراختلالی وجود دارند که دیریشلت - شامه هایی سه بُعدی هستند. آنها دارای جرم و بار می باشند و به همین دلیل فضا- زمان ده بُعدی اطراف خود را خمیده می کند. در شکل (۱-۲) این نکته نمایش داده شده است. در فاصله دور از شامه فضا- زمان تخت و مینکوفسکی است. هر چه که به شامه نزدیکتر می شویم، هندسه شبیه یک "گلو" است که به فضا- زمان ده بُعدی $AdS_5 \times S^5$ میل می کند.

آیا نظریه پیمانه ای همان QCD است؟ جواب منفی است. چرا که در این همسانی نظریه پیمانه ای دارای حداکثر ابرتقارنی است در حالی که QCD این گونه نیست. البته این امیدواری همچنان پابرجاست که بتوان برای QCD هم یک دوگان گرانشی یافت [4].



شکل (۱-۲) توصیفی از هندسه اطراف دیرشلت شامه

۶-۱ بررسی پارامترهای دو نظریه

در نظریه پیمانه ای یانگ-میلز $SU(N)$ دو پارامتر بدون بُعد وجود دارد:

- ثابت جفت شدگی g_{YM}

- درجه آزادی N

در نظریه ریسمان نوع IIB در روی فضا-زمان ده بُعدی $AdS_5 \times S^5$ هم دو پارامتر بدون بُعد وجود دارد:

- ثابت جفت شدگی g

- شعاع کره S^5 که در واحد طول ریسمان برابر با $\frac{R}{\sqrt{\alpha'}}$ است.

این نظریه ها زمانی هم ارز هستند که رابطه زیر بین پارامترهای آنها برقرار باشد:

$$g = g_{YM}^2$$

$$\frac{R^4}{\alpha'^2} = g_{YM}^2 N \equiv \lambda \quad (1-22)$$

و $g_{YM}^2 N \equiv \lambda$ ثابت جفت شدگی توفت نامیده می شود [1].

۷-۱ دلیل استفاده از همسانی AdS/CFT در پلاسمای کوارک گلوئون

در سال ۲۰۰۴ میلادی توسط سه نفر با نامهای مخفف K.S.S محاسبه‌ای انجام شد که دنیای فیزیک یونهای سنگین را تکان داد [۱۲]. آنها با استفاده از نظریه ریسمان و فیزیک سیاهچاله نشان دادند که رابطه زیر برقرار است:

$$\frac{\eta}{s} = \frac{\hbar}{4 \pi k_B} \quad (1-23)$$

کمیت $\frac{\eta}{s}$ نسبت چسبندگی بُرشی به چگالی آنروپی است. به وسیله نظریه ریسمان و فیزیک سیاهچاله مقدار این کمیت به صورت یک حد پایین محاسبه شده است. در واحد $\hbar = c = k_B = 1$ مقدار $\frac{\eta}{s}$ حد پایین دارد. به شکل جالب توجهی داده‌های محاسباتی در RHIC همین نتیجه را تأیید می کنند:

$$\left(\frac{\eta}{s}\right)_{RHIC} \leq .3 \quad (1-24)$$

چنین ارتباطی این سوال را باعث می شود که آیا می توان سایر خواص کوارک-گلوئون پلازما را بر حسب فیزیک سیاهچاله توصیف کرد یا خیر؟

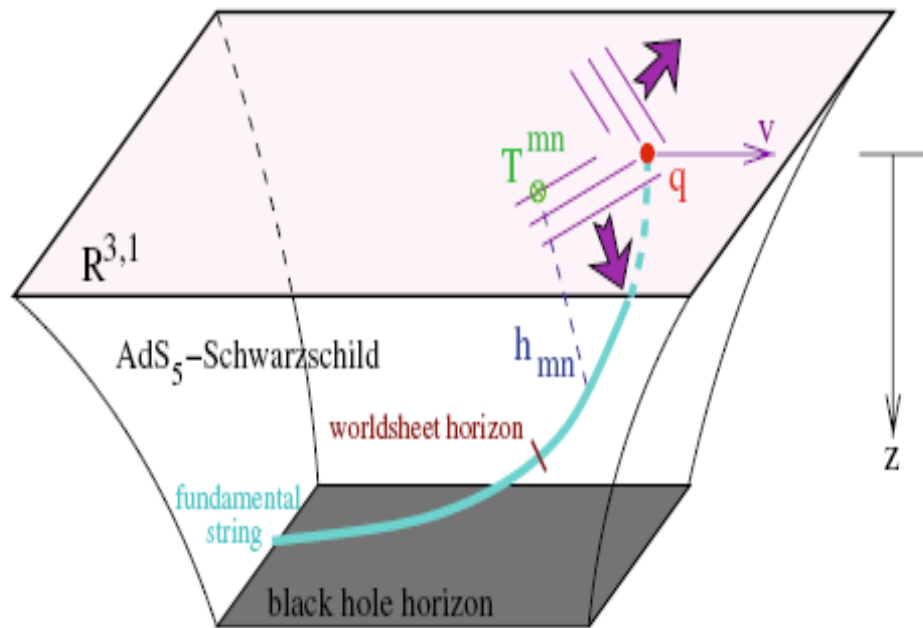
مهمترین ابزار برای مطالعه سایر خواص کوارک-گلوئون پلازما استفاده از همسانی AdS/CFT است. پیشرفتهای اخیر در این مورد در منابع ارجاع داده شده به [۱۰ و ۱۱ و ۱۲] آمده است. در این بخش به عنوان یادآوری به محاسبه نیروی کششی با استفاده از نظریه ریسمان می پردازیم.

۸-۱ مروری بر محاسبات پیشین

در چند سال اخیر تلاش زیادی برای استفاده از ADS/CFT در مطالعه اتلاف انرژی پارتونها در پلاسمای حرارتی با ثابت جفت شدگی قوی صورت گرفته است. مقالات مروری فراوانی به جنبه های پدیدارشناسی اتلاف انرژی پرداخته اند. یکی از حوزه های در حال پیشرفت فیزیک کوارک-گلوئون- پلازما را بررسی می کنیم که هدف اساسی در این طرح پژوهشی است.

اگر کوارک سنگینی را که با سرعتی ثابت در حال حرکت در پلازماست در نظر بگیریم، نیروی مقاومی از جانب پلازما به کوارک وارد می شود که می توان آن را محاسبه کرد.

برای اولین بار نیروی مقاوم وارد بر کوارک سنگین در حال حرکت در پلاسمای ابر تقارنی $N=4$ محاسبه شده است [۱۴ و ۱۶]. توصیف دوگان این مسأله ریسمانی است که در یک فضای آنتی دو سیتیه با سیاهچاله شوارتزشیلد در حال حرکت است. در شکل (۳-۱) تصویری بر این اساس ارائه شده است. کاملاً پیداست که چگونه می بایستی ریسمان کلاسیکی را در نظر گرفت. کوارک در طی حرکت خود باعث ایجاد پدیده هایی در پلازما می شود که می توان آنها را با استفاده از تصویر دوگان مطالعه کرد. ثابت پخش نیز در مراجع [۱۴ و ۱۵] به طور مستقل محاسبه شده است. پس از این، محاسبات به نظریه های دوگان دیگر نیز گسترش یافته اند و حتی با محاسبه تانسور انرژی-تکانه کوارک در حال حرکت، تصویر بسیار زیبایی از جریان انرژی که به دنبال کوارک ایجاد می شود، رسم شده است که با نتایج آزمایشگاهی در توافق خوبی است.



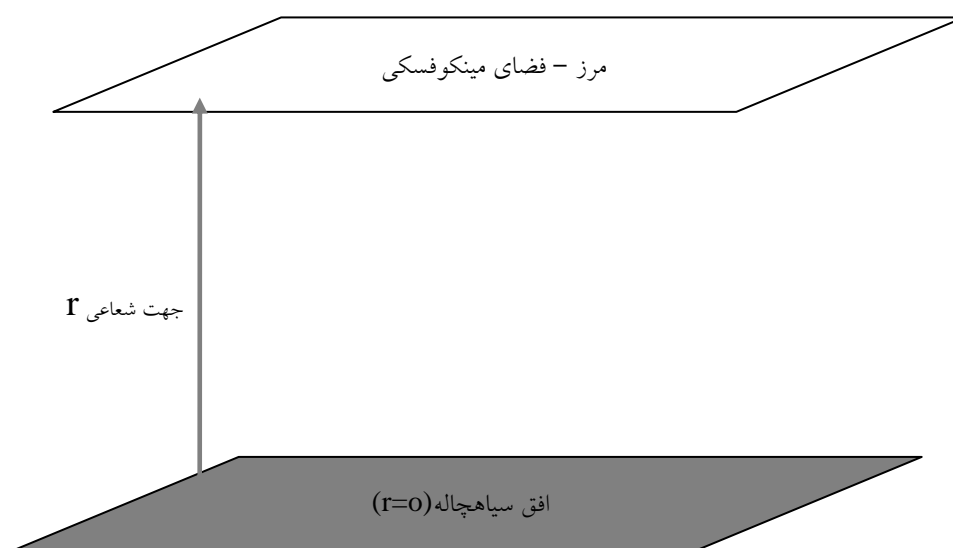
شکل (۱-۳) توصیفی از کوآرک در حال حرکت و تصویر گرانشی آن با توجه به همسانی ریمان / پیمان.

فصل دوم

سیاهچاله گاوس - بونت باردار و محاسبه

تصحیحات وارد بر نیروی کششی

از آنجا که به مطالعه نظریه پیمانه ای در حضور دما می پردازیم، می بایستی به فرهنگنامه AdS/CFT مراجعه کرده و تعبیر دما را در هندسه فضا- زمان دریابیم. منابع [2,3] به این مهم پرداخته اند؛ کافی است که یک سیاهچاله را در فضای توده اضافه کرد. شکل (۲-۱) به توضیح تصویر مورد نظر می پردازد.



شکل (۲-۱) نمایشی از هندسه فضا- زمان. دقت شود که در نظر گرفتن سیاهچاله متناظر با معرفی دما در نظریه پیمانه ای در مرز است.

مؤلفه ای که در جهت توده حرکت می کند با Γ نشان داده شده است. بنابراین سیاهچاله در مبدأ این مختصات است و افق آن در شکل واضح است. در حد فاصله شعاعی بی نهایت مرز قرار گرفته است.

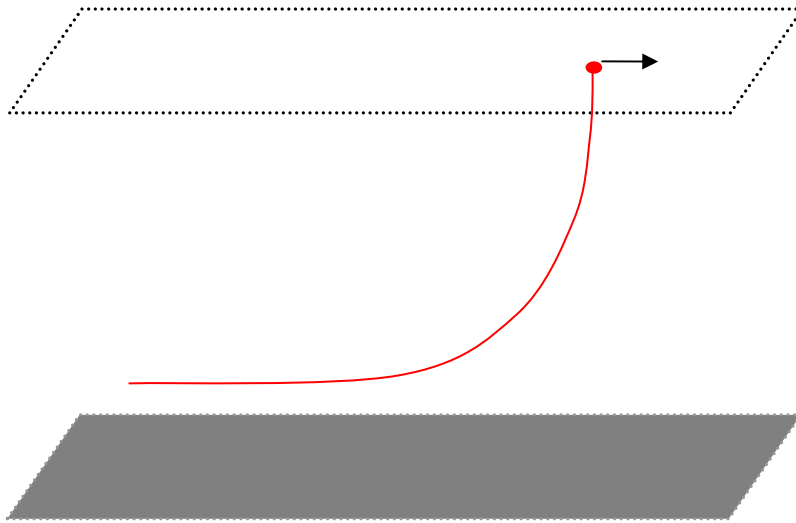
از آنجا که مطالعه فیزیک RHIC مستلزم QCD غیر اختلالی است [5,6,7,8]، می توان از AdS/CFT برای مطالعه نظریه‌های پیمان‌های حرارتی ناجابجا بهره برد. اگر چه نمی توان انتظار داشت که بتوان به طور مستقیم AdS/CFT را بر QCD اعمال کرد ولی از آنجا که نظریه غیرآبلی است، انتظار بر این است که بتوان خواص مشترکی برای هر دونظریه داشت [9]. یک مثال بسیار زیبا از چنین وضعیتی در محاسبه چسبندگی بُرشی مشاهده شده است. به طوری که این کمیت برای نظریه‌های پیمان‌های که دارای یک دوگان گرانشی انیشتنی هستند محاسبه شده است و مشاهده شده است که مقدار آن مستقل از نوع نظریه است [10,11,12].

کوارک سنگینی را در نظر می گیریم که در این پلازما حرکت می کند. کوارک نیروی مقاومی را حس می کند که به آن نیروی کششی گفته می شود. کوارک در حال حرکت در پلاسمای ابر تقارنی در واقع انتهای ریسمانی است که در هندسه حجم امتداد یافته و به دنبال کوارک کشیده می شود و انتهای ریسمان به سیاهچاله می رسد شکل (۲-۲).

۲-۱ معرفی سیاهچاله گاوس- بونت باردار

در این بخش سیاهچاله گاوس- بونت باردار معرفی می شود. به این منظور در ابتدا به معرفی تصحیحاتی که می توان بر محاسبات نظریه ریسمان اعمال کرد می پردازیم.

مهمترین تصحیحاتی که بایستی در نظر گرفته شوند عبارتند از:



شکل (۲-۲) نمایشی از تصویر دوگان گرانشی حرکت کوآرک در پلاسمای داغ. در اثر نیروی مقاومی که کوآرک حس می کند، ریسمان خمیده شده است و انتهای آن به سیاهچاله می رسد.

- تصحیحات ریسمانی

- تصحیحات کوانتومی

اولی شامل در نظر گرفتن تصحیحات $\frac{1}{N}$ و دومی تصحیحات $\frac{1}{\lambda}$ را شامل می شود.

در پنج بُعد مهمترین تصحیحات گرانشی R^2 جملات گاوس- بونت باردار هستند. جوابهای سیاهچاله در این

گرانش در منبع [17] آمده است. همچنین خواص ترمودینامیکی این نوع سیاهچاله بحث شده است.

محاسبه انجام شده در این طرح پژوهشی از این بابت اهمیت اساسی دارد که برای اولین بار اثرات ثابت جفت

شدگی و محیطی به طور همزمان بر نیروی کششی وارد بر کوآرک سنگین در حال حرکت مطالعه شده اند.

$$S = \frac{1}{16\pi G_5} \int d^5x \sqrt{-g} [R - \Lambda + \lambda_{GB} (R^2 - 4R_{\mu\nu}R^{\mu\nu} + R_{\mu\nu\rho\sigma}R^{\mu\nu\rho\sigma}) - 4\pi G_5 F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}] \quad (2-1)$$

ثابت جفت شدگی گائوس- بونت با λ_{GB} نمایش داده شده است. ثابت کیهانشناختی Λ منفی است و ارتباط آن با شعاع فضای AdS با رابطه زیر داده می شود:

$$\Lambda = -\frac{12}{R^2} \quad (2-2)$$

با توجه به کنش ماکسول شدت میدان الکتریکی عبارتست از

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (2-3)$$

نهایتاً جواب سیاهچاله چنین است:

$$ds^2 = -N^2 \frac{r^2}{R^2} f(r) dt^2 + \frac{dr^2}{\frac{r^2}{R^2} f(r)} + \frac{r^2}{R^2} d\vec{x}^2 \quad (2-4)$$

و تابع $f(r)$ عبارتست از

$$f(r) = \frac{1}{2\lambda_{GB}} \left(1 - \sqrt{1 - 4\lambda_{GB} \left(1 - \frac{mR^2}{r^4} + \frac{q^2 R^2}{r^6} \right)} \right) \quad (2-5)$$

چنانکه در شکل (2-2) نشان داده شده است، مختصه شعاعی با Γ نمایش داده شده و مرز در شعاع بی -

نهایت واقع می شود. جهت‌های فضا زمان در مرز با \vec{t} و \vec{x} مشخص شده‌اند. افق سیاهچاله در r_h واقع شده

است و r_h با حل این معادله به دست می آید: $f(r_h) = 0$.

جرم و بار الکتریکی سیاهچاله با رابطه های زیر داده می شوند:

$$M = \frac{3V_3 R^2 m}{16\pi G_5}$$

$$Q = \frac{q^2}{12\pi} \quad (2-6)$$

ثابت N طوری انتخاب شده است که سرعت نور در خلأ یک می باشد. به طوری که در حد $r \rightarrow \infty$ داریم:

$$f(r) \rightarrow \frac{1}{N^2}, \quad N^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 - 4\lambda_{GB}} \right) \quad (2-7)$$

با دقت در رابطه فوق، کاملاً پیداست که چه شرطی بر روی ثابت جفت شدگی گاوس- بونت برقرار است:

$$\lambda_{GB} \leq \frac{1}{4} \quad (2-8)$$

اما اخیراً با توجه به علیت محدودیتهای تازه ای روی این کمیت برقرار شده است که ما هم آنها را در محاسبات این طرح پژوهشی لحاظ می کنیم:

$$\lambda_{GB} \leq 0.09 \quad (2-9)$$

استدلالات در منابع آمده اند.

دمای پلاسما با دمای تابش هاوکینگ سیاهچاله متناظر است و از رابطه زیر به دست می آید:

$$T = \frac{Nr_h}{2\pi R^2} \left(2 - \frac{q^2 R^2}{r_h^2} \right) = \frac{Nr_h}{2\pi R^2} (2 - \tilde{q}) \quad (2-10)$$

که متغیر \tilde{q} برای سادگی تعریف شده است.

در ادامه محاسبات پارامتر بدون بُعد $u = \frac{r_h^2}{r^2}$ را معرفی می کنیم و متریک سیاهچاله را بر اساس این پارامتر

بازنویسی می کنیم:

$$ds^2 = -\frac{N^2 f(u) r_h^2}{R^2 u} dt^2 + \frac{R^2 du^2}{4u^2 f(u)} + \frac{r_h^2}{R^2 u} dx^2 \quad (2-11)$$

و $f(u)$ به صورت زیر تعریف می شود:

$$f(u) = \frac{1}{2\lambda_{GB}} \left(1 - \sqrt{1 - 4\lambda_{GB}(1-u)(1+u-\tilde{q}u^2)} \right) \quad (2-12)$$

بنابراین در این مختصه جدید افق سیاهچاله در $u=1$ واقع شده است و مرز فضای AdS در $u=0$ قرار گرفته است.

چنانکه ذکر شد کوارک سنگینی را در نظر می گیریم که در این پلاسما حرکت می کند. کوارک نیروی مقاومی را حس می کند که به آن نیروی کششی گفته می شود. تصویر دوگان گرانشی را در شکل (2-2) نمایش داده ایم؛ کوارک در حال حرکت در پلاسمای ابر تقارنی در واقع انتهای ریسمانی است که در هندسه حجم امتداد یافته و به دنبال کوارک کشیده می شود و انتهای ریسمان به سیاهچاله می رسد [13,14].

2-2 محاسبه تصحیحات وارد بر نیروی کششی با استفاده از سیاهچاله گوس - بونت باردار

با انجام این محاسبات اثرات ثابت جفت شدگی محدود و اثرات محیطی را بر نیروی کششی به دست می آوریم. در فصل اول کنش نامبو-گوتو معرفی شد. در این کنش مختصه $X^\mu(\sigma, \tau)$ مختصات جهان-سطحی را که ریسمان جاروب می کند به فضا زمانی که ریسمان در آن حرکت می کند، نگاشت می دهد:

$$X^\mu = (t, x^1, x^2, x^3, r) \quad (2-13)$$

برای اختصار در نوشتن کنش از نمادهای زیر استفاده می کنیم:

$$\dot{X} = \partial_\tau X, \quad X' = \partial_\sigma X, \quad V \cdot W = V^\mu W^\nu G_{\mu\nu}$$

و $G_{\mu\nu}$ متریک سیاهچاله است. مطابق تعریف داریم:

$$-g = -\det g_{ab} = (\dot{X} \cdot X')^2 - (X')^2 (\dot{X})^2 \quad (2-15)$$

به دلیل درجات آزادی در انتخاب σ, τ آنها را بر طبق رابطه زیر در نظر می‌گیریم:

$$\sigma = r, \tau = t \quad (2-16)$$

قرارداد می‌کنیم تا کوآرک مطابق شکل (3-1) با سرعت v در داخل پلاسما در جهت x^1 حرکت کند. با این انتخاب داریم:

$$x^1(r, t) = vt + \xi(r), \quad x^2 = 0, \quad x^3 = 0 \quad (2-17)$$

به این ترتیب لاگرانژین عبارتست از:

$$L = \sqrt{-\det g} = \sqrt{-G_{rr}G_{tt} - G_{rr}G_{xx}v^2 - G_{xx}G_{tt}\xi'^2} \quad (2-18)$$

با جاگذاری مؤلفه‌های متریک سیاهچاله گائوس-بونت باردار در رابطه فوق داریم:

$$\mathcal{L} = \sqrt{-\det g_{ab}} = r_h \sqrt{\frac{N^2}{4u^3} - \frac{v^2}{4u^3 f(u)} + \frac{f(u) N^2 r_h^2}{R^4 u^2} \xi'^2} \quad (2-19)$$

اکنون می‌توان معادلات حرکت را از لاگرانژی به دست آورد. معادله حرکت برای مختصه ξ نشان می‌دهد

که $\frac{\partial L}{\partial \xi'}$ ثابت حرکت است. این ثابت را Π_ξ می‌نامیم و طبق رابطه کلی زیر به دست می‌آید:

$$\Pi_\xi = \xi' \frac{G_{tt} G_{xx}}{\sqrt{-g}} \quad (2-20)$$

نیروی مقاومی که به کوآرک وارد می‌شود، برحسب این ثابت حرکت نوشته می‌شود:

$$\frac{dp_1}{dt} = -T_0 \Pi_\xi \quad (2-21)$$

بنابراین برای یافتن نیروی مقاومی که بر کوآرک وارد می‌شود، می‌بایستی ثابت حرکت را محاسبه کرد [16].

ما متریک سیاهچاله گاوس- بونت باردار را در نظر گرفته و با پی گیری موارد فوق در مورد سیاهچاله گاوس-

بونت باردار داریم:

$$\xi'^2 = \frac{R^4 \Pi_\xi^2}{4 u f(u) N^2 r_h^2} \left(\frac{N^2 - \frac{v^2}{f(u)}}{\frac{f(u) N^2 r_h^4}{R^4 u^2} - \Pi_\xi^2} \right) \quad (2-22)$$

این کسر باید یک مقدار حقیقی داشته باشد. به کمک این شرط می توان ثابت حرکت را یافت. و با استفاده از

معادله (2-21) نیروی مقاوم را محاسبه کرد:

$$F(\lambda_{GB}, q) = -\frac{\pi \sqrt{g_{YM}^2 N}}{2} \left(\frac{4 v (6 N^4)^{\frac{1}{3}} (N^4 - N^2 v^2 + \lambda_{GB} v^4) (1 + \tilde{q}) + 2^{\frac{5}{3}} v y^{\frac{2}{3}}}{(3 N)^{\frac{2}{3}} (\tilde{q} - 2)^2 (N^4 - N^2 v^2 + \lambda_{GB} v^4) y^{\frac{1}{3}}} \right) T^2 \quad (2-23)$$

و y تابعی است که با رابطه زیر داده می شود:

$$y = \frac{-9 \tilde{q} (N^4 - N^2 v^2 + \lambda_{GB} v^4)^2 + \sqrt{3} \sqrt{(N^4 - N^2 v^2 + \lambda_{GB} v^4)^3 (27 \tilde{q}^2 \lambda_{GB} v^4 - 27 \tilde{q}^2 N^2 v^2 - (\tilde{q} - 2)^2 (1 + 4 \tilde{q}) N^4)}}{2} \quad (2-24)$$

پیداست که این رابطه به بار الکتریکی و ثابت جفت شدگی گاوس-بونت وابسته است.

به این ترتیب موفق شدیم که جواب تحلیلی برای این مسأله به دست آوریم. در فصل بعدی به تحلیل نتایج

می پردازیم.

فصل سوم

تحليل نتايج

در این فصل به تحلیل نتایج پرداخته و حدهای مختلفی از نیروی کششی به دست آمده در رابطه (۲-۲۳) را مطالعه می کنیم. با رسم شکل‌های مختلف به توضیح و توصیف تصحیحات مورد نظر به نیروی کششی می پردازیم.

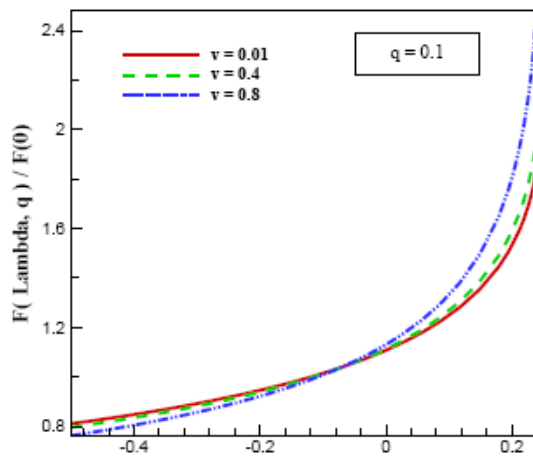
ما موفق شدیم تا نیروی کششی وارد بر کوآرک سنگین را با در نظر گرفتن اثرات ثابت جفت شدگی محدود و اثرات محیطی بیابیم. اثرات ثابت جفت شدگی محدود به وسیله ثابت جفت شدگی گاوس-بونت λ_{GB} قابل تغییر می باشند و اثرات محیطی توسط بار الکتریکی سیاهچاله یعنی کمیت q مطالعه می شوند. در شکل (۳-۱) نیروی کششی $F(\lambda_{GB}, q)$ را با نیروی کششی محاسبه شده در مورد پلاسمای ابر تقارنی $N=4$ مقایسه کرده ایم. دقت شود که نیروی کششی در این پلاسمای به نمادگذاری زیر نشان داده شده است:

$$F(0) = F(\lambda_{GB} = 0, q = 0)$$

محاسبه، رد در منابع [13,14,15,16] آمده است.

در شکل‌های (۳-۱) و (۴-۱) کمیت $\frac{F(\lambda_{GB}, q)}{F(0)}$ به ازای بارهای الکتریکی مختلف رسم شده است.

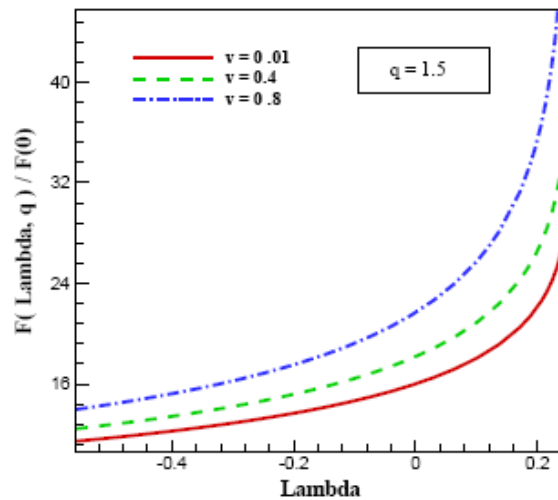
کاملاً پیداست که به ازای λ_{GB} خاصی نسبت دو نیروی کششی برابر می شود. این مقدار خاص را با λ_{GB}^* نشان می دهیم و از شکل پیداست که مقدار آن منفی است و مستقل از سرعت کوآرک سنگین می باشد. نکته جالب در اینجاست که به ازای ثابت جفت شدگی کمتر از λ_{GB}^* ، هر چه که سرعت کوآرک بیشتر می شود نیروی کششی $F(\lambda_{GB}, q)$ بزرگتر از $F(0)$ خواهد بود. یعنی اثر تصحیحات برای کوآرکهایی که سریعتر حرکت می کنند قابل توجه می شود.



شکل (۳-۱) نسبت نیروی کششی با در نظر گرفتن اثرات ذکر شده به نیروی کششی بدون در نظر گرفتن این اثرات. بار الکتریکی $q=0.1$ می باشد و سرعتهای مختلف کوآرک مشخص شده اند.

ولی این تصحیحات برای کوآرکهایی که گند می باشند چندان مؤثر نمی باشند. اگر ثابت جفت شدگی از λ_{GB}^* بیشتر باشد، مسأله برعکس می شود و اثراتی که ذکر شدند بر کوآرکهایی که سرعت بالایی دارند کوچکتر خواهند شد و نسبت $\frac{F(\lambda_{GB}, q)}{F(0)}$ را به شدت زیاد می کند. یعنی نیروی کششی $F(\lambda_{GB}, q)$ بسیار بزرگتر از $F(0)$ خواهد بود.

در شکل (۳-۱) بار الکتریکی را افزایش می دهیم ($q=1.50$). به این ترتیب اثر محیط را بیشتر کرده ایم. در شکل مشاهده می شود که λ_{GB}^* منفی تر شده و قدرمطلق آن بزرگتر خواهد شد.



شکل (۳-۲) نسبت نیروی کششی با در نظر گرفتن اثرات ذکر شده به نیروی کششی بدون در نظر گرفتن این اثرات. بار الکتریکی $q=1.5$ می باشد و در نتیجه اثر محیط را افزایش داده ایم. سرعتهای مختلف کوآرک مشخص شده اند.

اکنون سعی می کنیم تا به تحلیل نیروی کششی در وضعیتهای مختلف پردازیم. به این منظور سه وضعیت خاص را در مورد نیروی کششی مطالعه می کنیم:

الف) در ابتدا اثر تصحیحات را صفر می کنیم. به این معنی که در رابطه (۲۳-۲) ثابت جفت شدگی گاوس-بونت λ_{GB} و بار الکتریکی سیاهچاله یعنی کمیت \tilde{q} را صفر در نظر می گیریم.

$$\begin{aligned}
 F(0) &= F(\lambda_{GB} = 0, q = 0) \\
 &= \left(\frac{\pi}{2} T^2 \sqrt{\lambda}\right) \frac{v}{\sqrt{1-v^2}}
 \end{aligned}
 \tag{۳-۲}$$

که همان نتیجه ای است که در منابع [13,16] ذکر شده است.

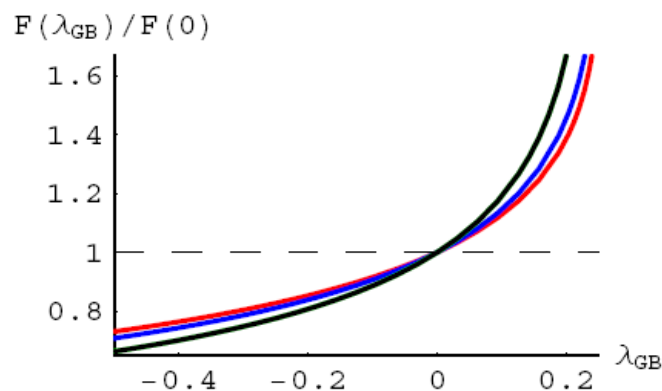
ب) در این وضعیت بار الکتریکی را صفر در نظر گرفته و تنها اثر ثابت جفت شدگی را وارد می کنیم:

$$F(\lambda_{GB}) = F(\lambda_{GB}, q \rightarrow 0)
 \tag{۳-۳}$$

بر این اساس مسأله را در متریک سیاهچاله گاوس- بونت حل می کنیم که قبلاً نتیجه در منبع [19,20] به دست آمده است:

$$F(\lambda_{GB}) = - \left(\frac{\pi \sqrt{\lambda}}{2} T^2 \right) \frac{v}{\sqrt{N^4 - N^2 v^2 + \lambda_{GB} v^4}} \quad (3-4)$$

شکلی که در این مورد در منبع [19] آمده است، عبارتست از



شکل (۳-۴) نسبت نیروی کششی تنها با در نظر گرفتن اثر ثابت جفت شدگی به نیروی کششی در پلاسمای ابرتقارنی $N=4$. سرعتهای مختلف کوآرک با رنگهای قرمز، آبی و سیاه عبارتند از ۰.۱ و ۰.۵ و ۰.۹ مشخص شده اند.

در این مورد λ_{GB}^* برابر صفر است. ولی همچنان به ازای ثابت جفت شدگی کمتر از λ_{GB}^* اثر تصحیحات برای کوآرکهایی که سریعتر حرکت می کنند قابل توجه تر است. ولی این تصحیحات برای کوآرکهایی که کند می باشند چندان مؤثر نیست. اگر ثابت جفت شدگی از λ_{GB}^* بیشتر باشد، مسأله برعکس می شود و اثراتی که ذکر شدند بر کوآرکهایی که سرعت بالایی دارند کوچکتر خواهند شد. نکته مهم در این است که در هنگام در نظر گرفتن بار الکتریکی در سیاهچاله گاوس- بونت λ_{GB}^* صفر نخواهد بود.

ج) در این وضعیت اثر ثابت جفت شدگی را صفر در نظر گرفته و تنها بار الکتریکی را وارد می کنیم. به این ترتیب فقط اثر محیط را لحاظ می کنیم:

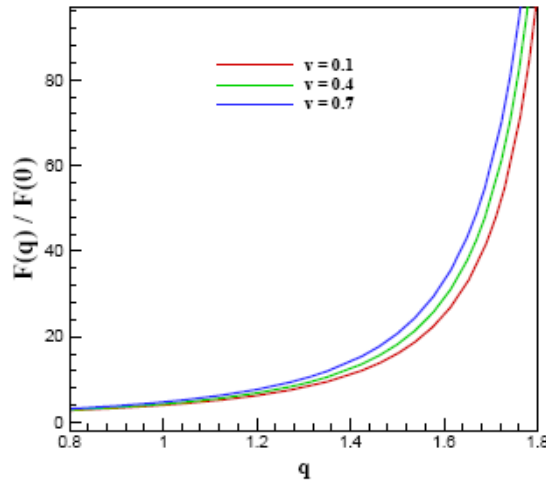
$$(3-5)$$

$$F(q) = F(\lambda_{GB} \rightarrow 0, q)$$

نیروی کششی در این مورد برای اولین بار است که محاسبه می شود.

$$F(q) = \frac{384^{\frac{1}{3}} (1 - v^2) (1 + q) + 32^{\frac{1}{3}} \left(\sqrt{3 (v^2 - 1)^3 ((1 + 4q)(q - 2)^2 + 27q^2v^2)} - 9q(v^2 - 1)^3 \right)^{\frac{2}{3}}}{9^{\frac{1}{3}} (q - 2)^2 (1 - v^2) \left(\sqrt{3 (v^2 - 1)^3 ((1 + 4q)(q - 2)^2 + 27q^2v^2)} - 9q(v^2 - 1)^3 \right)^{\frac{1}{3}}} \quad (3-6)$$

در شکل (3-5) اثر محیطی بر نیروی کششی نشان داده شده است:



شکل (3-5) نسبت نیروی کششی تنها با در نظر گرفتن اثر محیط به نیروی کششی در پلاسمای ابرتقارنی $N=4$ سرعت‌های مختلف کوارک با رنگ‌های قرمز، سبز و آبی عبارتند از ۰.۱ و ۰.۴ و ۰.۷ مشخص شده اند.

اگر چه اثر محیطی در فیزیک RHIC چندان مؤثر نیست ولی درست پس از برخورد یونهای سنگین نسبیته، این اثرات بر کوارک در حال حرکت اثر می گذارند. از طرفی هنوز داده های مربوط به برخورددهنده LHC حاصل نشده اند و چه بسا که این اثرات در آنجا از اهمیت بیشتری برخوردار باشد. دقت شود که هنوز روشهای غیر اختلالی نتوانسته اند به موفقیت برسند و انجام این محاسبات آغاز راهی است که برای حل این مسایل باید پیمود.

مراجع

- [1] J. M. Maldacena, “The large N limit of superconformal field theories and supergravity,” *Adv. Theor. Math. Phys.* 2 (1998) 231 [*Int. J. Theor. Phys.* 38 (1999) 1113] [arXiv:hep-th/9711200]
- [2] E. Witten, “Anti-de sitter space and holography,” *Adv. Theor. Math. Phys.* 2 (1998) 253 [arXiv:hep-th/9802150]
- [3] E. Witten, “Anti-de Sitter space, thermal phase transition, and confinement in gauge theories.” *Adv. Theor. Math. Phys.* 2 (1998) 505 [arXiv:hep-th/9803131]
- [4] S.S.Gubser, “Comparing the drag force on heavy quarks in N=4 super-Yang-Mills theory and QCD,” *Phys. Rev. D* 76 (2007) 126003 [arXiv:hep-th/0611272]
- [5] R. Baier, D. Schiff and B. G. Zakharov, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 50, 37 (2000) [arXiv:hep-ph/0002198]
- [6] B. B. Back et al. [PHOBOS Collaboration], *Nucl. Phys. A* 757,28,(2005) [arXiv:nucl-ex/0410022]
- [7] B. Alessandro et al. [ALICE Collaboration], *J. Phys. G* 32, 1295 (2006)
- [8] J. Casalderrey-Solana, E. V. Shuryak and D. Teaney, *J. Phys. Conf. Ser.* 27 (2005) 22 [*Nucl. Phys. A* 774 (2006) 577] [arXiv:hep-ph/0411315]
- [9] H. Liu, Rajagopal and U. A. Wiedemann, “Calculating the jet quenching parameter from AdS/CFT,” *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006) 182301 [arXiv:hep-ph/0605178]
- [10] P. Kovtun, D. T. Son and A. O. Starinets, “Holography and hydrodynamics: Diffusion on stretched horizons,” *JHEP* 0310 (2003) 064 [arXiv:hep-th/0309213]

- [11] A. Buchel and J. T. Liu, “Universality of the shear viscosity in supergravity,” *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004) 090602 [arXiv:hep-th/0311175]
- [12] P. Kovtun, D. T. Son and A. O. Starinets, “Viscosity in strongly interacting quantum field theories from black hole physics,” *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005)
- [13] C. P. Herzog, “Energy loss of heavy quarks from asymptotically AdS geometries,” *JHEP* 0609 (2006) 032 [arXiv: hep-th/-6-5191]
- [14] C. P. Herzog, A. Karch, P. Kovtun, C. Kozcaz and L. G. Yaffe, “Energy loss of a heavy quark moving through N=4 supersymmetric Yang-Mill plasma,” *JHEP* 0607 (2006) 013 [arXiv:hep-th/0605158]
- [15] J. Casalderrey-Solana and D. Teaney, “Heavy quark diffusion in strongly coupled N=4 Yang Mill,” *Phys. Rev. D* 74 (2006) 085012 [arXiv:hep-ph/0605199]
- [16] S.S. Gubser, “Drag force in AdS/CFT,” *PHYS. Rev. D* 74 (2006) 126005 [arXiv:hep-th/0605182]
- [17] M. R. Douglas and S. Kachru, “Flux compactification,” *Rev. Mod. Phys.* 79 (2007) 733 [arXiv:hep-th/0610102]
- [18] R. G. Cai, “ Gauss-Bonnet black holes in AdS space,” *Phys. Rev. D* 65 (2002) 084014 [arXiv:hep-th/0109133]
- [19] Justin F. Vasquez-Poritz [arXiv:hep-th/0803.2890]
- [20] K. Bitaghsir Fadafan, [arXiv:hep-th/0803.2777], *JHEP* 0812:051 , 2008.
- [20] K. Bitaghsir Fadafan, [arXiv:hep-th/0803.2777], *JHEP* 0812:051 , 2008.