



دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده: فیزیک

گرایش: ذرات بنیادی

پایان نامه کارشناسی ارشد

مطالعه‌ی نیروی وارد بر کوارک سنگین در پلاسمای کوارک-گلوئون با

استفاده از نظریه ریسمان

علی اکبر خلیلیان نسب

استاد راهنما:

کاظم بی تقصیر فدافن

بهمن ۹۴

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده: فیزیک

گرایش: ذرات بنیادی

پایان نامه کارشناسی ارشد

مطالعه نیروی وارد بر کوارک سنگین در پلاسمای کوارک-گلوئون با
استفاده از نظریه ریسمان

علی اکبر خلیلیان نسب

استاد راهنما:

کاظم بی تقصیر فدافن

بهمن ۹۴

تقدیم به

آنان که مرا آموختند

تعهدنامه

اینجانب علی اکبر خلیلیان نسب دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته فیزیک ذرات بنیادی دانشکده فیزیک دانشگاه شاهرود نویسنده پایان‌نامه: مطالعه نیروی وارد بر کوارک سنگین در پلاسمای کوارک- گلوئون با استفاده از نظریه ریسمان تحت راهنمایی‌های دکتر کاظم بی تقصیر فدافن متعهد می‌شوم:

- تحقیقات در این پایان‌نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است.
- در استفاده از نتایج پژوهش‌های محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است.
- مطالب مندرج در پایان‌نامه تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است.
- کلیه حقوق این اثر متعلق به دانشگاه شاهرود می‌باشد و مقالات مستخرج با نام « دانشگاه صنعتی شاهرود» و یا « **Shahrood University of and technology** » به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان‌نامه تاثیرگذار بوده‌اند در مقالات مستخرج از پایان‌نامه رعایت می‌گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه، در مواردی که از موجودات زنده (یا بافت‌های آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری، ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.

تاریخ

امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه‌های رایانه‌ای، نرم‌افزارها و تجهیزات ساخته شده) متعلق به دانشگاه شاهرود می‌باشد. این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.

چکیده

از برخورد دو یون سنگین نسبیتی در RHIC و LHC پلاسمای کوارک - گلوئون با ثابت جفت شدگی بالا تولید می شود. این برخورد فشار و گرمای بسیار بالایی را تولید می کند ، که در اثر این فشار و گرمای بسیار بالا کوارک ها و گلوئون ها از هر قیدی آزاد می شوند. پلاسمای کوارک - گلوئون یک سیال است و کوارک ها در آن آزادانه حرکت می کنند که در اثر حرکت کوارک در این پلاσμα نیروهای مختلفی از جمله نیروی کشش بر آن وارد می شود.

به جهت بالا بودن ثابت جفت شدگی نمی توان ویژگی های سیستم را به روش اختلالی بدست آورد. بنابراین هنگامی که ثابت جفت شدگی بالا است نمی توان از روش اختلالی استفاده کرده و می بایستی به دنبال روش مناسب تری برای محاسبه ی این انرژی بستگی باشیم. یکی از روشهای مناسب برای مطالعه ی ویژگی های پلاسمای کوارک - گلوئون استفاده از دوگانگی AdS/CFT برای مطالعه ی این محیط می باشد. در دوگانگی AdS/CFT می توان تصحیحات گرانشی را به صورت جملات مشتق بالاتر وارد کرد. معنی این تصحیحات از دیدگاه نظریه ی میدان در مرز، محدود شدن مقدار ثابت جفت شدگی می باشد. در این پایانامه می خواهیم بررسی کنیم که اگر ثابت جفت شدگی محدود شود، آنگاه تصحیحات انحنای مربعی چه اثری بر نیروی کشش وارد بر کوارک سنگین، پتانسیل کوارک- پادکوارک و فاصله ی کوارک - پادکوارک در پلاسمای کوارک - گلوئون خواهد داشت.

کلمات کلیدی:

پلاسمای کوارک-گلوئون، دوگانگی AdS/CFT، ثابت جفت شدگی، تصحیحات انحنای

مربعی

فهرست مطالب

۱. فصل اول (ذرات و نیروهای بنیادی)

- ۱-۱. معرفی با ذرات بنیادی..... ۲
- ۲-۱. نیروهای بنیادی در طبیعت..... ۳
- ۳-۱. نظریه‌ی وحدت نیروها..... ۴
- ۴-۱. مدل استاندارد ذرات بنیادی..... ۶
- ۵-۱. نظریه‌ی کوانتومی رنگ..... ۷
- ۶-۱. پلاسمای کوارک - گلوئون..... ۱۰
- ۷-۱. کوارکونیوم..... ۱۳
- ۸-۱. جت‌ها..... ۱۴

۲. فصل دوم (آشنایی با نظریه‌ی ریسمان و تناظر AdS/CFT)

- ۱-۲. تاریخچه‌ی نظریه ریسمان..... ۱۶
- ۲-۲. ویژگی‌های نظریه ریسمان..... ۱۸
- ۳-۲. نظریه‌ی M ام..... ۲۱
- ۴-۲. انواع نظریه‌ی ریسمان..... ۲۱
- ۵-۲. جهان سطح و فضای هدف..... ۲۳
- ۶-۲. سیاهچاله‌ها..... ۲۶
- ۷-۲. اصل هولوگرافی..... ۲۸
- ۸-۲. تناظر AdS/CFT..... ۲۹
- ۹-۲. فضای AdS..... ۳۱
- ۱۰-۲. نگاهی کوتاه بر مکانیک لاگرانژی..... ۳۴
- ۱۱-۲. کنش ریسمان غیرنسبیتی..... ۳۷
- ۱۲-۲. کنش ذره نسبیتی..... ۴۰

۴۲کنش ریسمان نسبیتی.....۱۳-۲
۴۴معادلات حرکت ریسمان.....۱۴-۲
۳. فصل سوم (اتلاف انرژی کوآرک سنگین در ابر پلاسمای یانگ میلز)	
۴۶مقدمه.....۱-۳
۴۶برخورد دهنده‌ی یون‌های سنگین نسبیتی.....۲-۳
۴۸تئوری ابرتقارنی یانگ میلز.....۳-۳
۵۰مدلی ساده و نقطه‌ی شروع.....۴-۳
۵۲بررسی نکات مهم.....۵-۳
۵۷دینامیک ریسمان‌های باز در زمینه‌ی سیاهچاله.....۶-۳
۵۸اضافه کردن یک سیاهچاله.....۷-۳
۵۹معادله‌ی حرکت ریسمان.....۸-۳
۶۲جواب‌های کوآرک منفرد.....۹-۳
۶۳حرکت ریسمان‌های مستقیم.....۱۰-۳
۶۴حرکت ریسمان‌های انحنادار.....۱۱-۳
۴. فصل چهارم (بررسی کوآرکونیوم با در نظر گرفتن تصحیحات انحنای مربعی)	
۶۹مقدمه.....۱-۴
۷۱تصحیحات انحنای مربعی.....۲-۴
۷۱محاسبه‌ی فاصله‌ی کوآرک - پادکوآرک.....۳-۴
۷۷محاسبه‌ی پتانسیل حقیقی کوآرک - پادکوآرک.....۴-۴
۸۳نتیجه‌گیری.....۵-۴

ذرات و نیروهای بنیادی

- ❖ آشنایی با ذرات بنیادی
- ❖ نیروهای بنیادی در طبیعت
- ❖ نظریه‌ی وحدت نیروها
- ❖ مدل استاندارد ذرات بنیادی
- ❖ پلاسمای کوآرک - گلوئون
- ❖ چگونگی تولید پلاسمای کوآرک - گلوئون در آزمایشگاه
- ❖ کوآرکونیوم و تولید پلاسمای کوآرک - گلوئون
- ❖ منابع تولید پلاسمای کوآرک - گلوئون
- ❖ نظریه‌ی کوانتومی رنگ

۱-۱- معرفی ذرات بنیادی

دنیای اطراف ما از ذراتی کوچک به نام ذرات بنیادی تشکیل شده است در ساده‌ترین شکل ممکن هر ماده از تعدادی مولکول تشکیل شده است که ترکیب‌های مختلفی با هم دارند. همچنین هر مولکول از ذرات ریزتری به نام اتم تشکیل شده است. در اوایل قرن بیستم کشف شد که اتم‌ها نیز از ذرات کوچکتری به نام الکترون و هسته تشکیل شده‌اند. هسته نیز به بخش‌های کوچکتری به نام پروتون و نوترون تقسیم می‌شود. کوشش‌ها در جهت نگرش عمیق به الکترون‌ها ناموفق بود و به نظر می‌رسید که الکترون ذره‌ای بنیادی و بدون ساختار داخلی باشد. اما هنگامی که نوکلئون‌های پرانرژی را در آزمایشگاه به یکدیگر برخورد دادند نتیجه‌ی حاصله دارای پیچیدگی زیادی بود. در طی این برخوردها صدها محصول جدید یا به عبارت بهتر صدها ذره‌ی جدید پدیدار شدند. براساس دانش فعلی ما و در سطح انرژی قابل دسترس ما از ذرات بنیادی در حال حاضر الکترون‌ها و کوارک‌ها به عنوان ذرات بنیادی تقسیم‌ناپذیر می‌باشند.

یکی از راه‌های طبقه‌بندی ذرات بنیادی طبقه‌بندی آن‌ها براساس بعضی رفتار یا مشخصاتشان و سپس جستجوی شباهت‌ها یا ویژگی‌های مشترک بین این طبقه‌بندی‌ها می‌باشد. یکی از راه‌های طبقه‌بندی ذرات بنیادی بر مبنای نیروهایی است که بر یکدیگر وارد می‌کنند و راه دیگر طبقه‌بندی آن‌ها براساس جرم این ذرات می‌باشد.

در روزهای اولیه‌ی تولد فیزیک ذرات، مشاهده شد که سبکترین ذرات (شامل الکترون‌ها، موئون‌ها و نوترینوها) یک نوع رفتار از خود نشان می‌دهند، و سنگین‌ترین ذرات (شامل پروتون‌ها و نوترون‌ها) رفتاری متفاوت دارند، و رفتار یک گروه میانی (مانند پیون‌ها و کائون‌ها) بازهم تفاوت داشت. نامی که در ابتدا به این گروه‌ها داده شد بر مبنای واژه‌های یونانی برای سبک، سنگین و

میانه بود: لپتون‌ها برای ذرات سبک، مزون‌ها برای گروه میانی و باریون‌ها برای گروه ذرات سنگین-تر بود. وقتی که دو روش طبقه‌بندی ذرات را مقایسه می‌کنیم به نتیجه‌ی قابل توجهی می‌رسیم: لپتون‌ها از طریق نیروی قوی بر همکنش ندارند اما مزون‌ها و باریون‌ها دارند.

۱-۲ نیروهای بنیادی در طبیعت

ذرات بنیادی به وسیله‌ی چهار نیروی بنیادی با همدیگر کنش متقابل دارند که این نیروها و توضیح آنها بدین شرح می‌باشد:

(۱) **برهمکنش گرانشی:** بدیهی است که گرانی نقش مهمی در زندگی ما دارد اما در مقیاس‌های زیر اتمی این نیرو اصلاً مهم نیست.

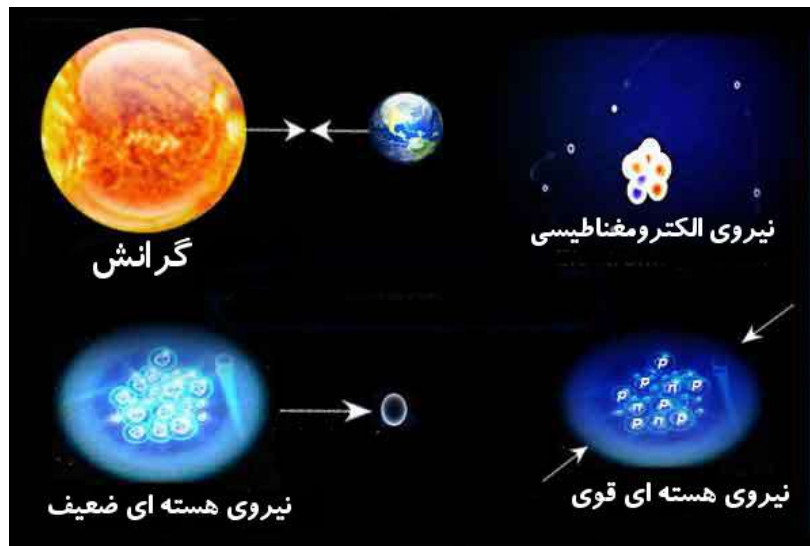
برای ارائه‌ی یک رقم نسبی، نیروی گرانشی بین پروتون‌ها وقتی سطحشان بر یکدیگر مماس باشد در حدی 10^{-39} برابر نیروی قوی بین آنها می‌باشد. تفاوت بنیادی بین نیروی گرانش و سایر نیروها در این است که در مقیاس عملی، گرانش انباشتی و دارای برد بی‌نهایت می‌باشد.

(۲) **برهمکنش ضعیف:** برهمکنش ضعیف عامل واپاشی بتا و سایر فرایندهای واپاشی مشابه است که در آن‌ها ذرات بنیادی دخیل می‌باشند. این برهمکنش نقشی در پیوند بین هسته‌ها ندارد. نیروی ضعیف بین دو پروتون همسایه در حدود 10^{-5} برابر نیروی قوی بین آن‌ها، و برد نیروی ضعیف کمتر از آن می‌باشد.

(۳) **برهمکنش الکترومغناطیسی:** الکترومغناطیس در ساختار و برهمکنش‌های ذرات بنیادی مهم است. برد برهمکنش‌های الکترومغناطیسی بی‌نهایت است، اما اثرهای حفاظتی معمولاً اثر آن‌ها را در اجسام معمولی ضعیف می‌کند. در داخل اتم، نیروهای الکترومغناطیسی مسلط می‌باشند. نیروی

الکترومغناطیسی بین پروتون‌های مجاور در هسته در حدود 10^{-2} برابر نیروی قوی است، اما در داخل هسته، نیروهای الکترومغناطیسی می‌توانند انباشته شوند زیرا در برابر آن‌ها حفاظتی وجود ندارد.

۴) **برهمکنش قوی:** نیروی قوی که عامل پیوند نوکلئون‌ها در درون هسته‌ها به شمار می‌رود. در برهمکنش‌ها و واپاشی‌های اغلب ذرات بنیادی نیروی غالب است. برد این نیرو کوتاه و در حدود 10^{-15} متر است.



شکل ۱-۱: چهار نیروی بنیادی

۳-۱ نظریه ی وحدت نیروها

از گذشته‌ی دور فیزیکدانان در صدد بودند که چهار نیروی بنیادی در طبیعت را با یکدیگر متحد ساخته و نظریه‌ی واحدی را ارائه دهند. در سال ۱۸۶۵م، ماکسول موفق شد تا دو نظریه‌ی الکتریسیته و مغناطیس را یگانه‌سازی کرده و نظریه‌ی جدیدی را با نام الکترومغناطیس ارائه کند.

در سال ۱۹۶۷م استیون واینبرگ^۱، گلاشو و عبدالسلام^۲ هر کدام جداگانه با مطرح کردن نظریه‌ی الکتروضعیف گام مهمی را به سوی نظریه‌ی وحدت بزرگ برداشتند. در این نظریه، برهم‌کنش‌های الکترومغناطیسی و ضعیف، جنبه‌های مختلف یک نیروی بنیادی (نیروی الکتروضعیف) در نظر گرفته می‌شوند به همان شکلی که نیروی الکتریکی و مغناطیسی اجزای متفاوت یک پدیده واحد به نام الکترومغناطیس هستند. در نظریه‌ی میدان ضعیف ذره‌ی W پیش بینی شده بود و این نظریه‌ی الکتروضعیف وجود ذره‌ی Z را نیز پیش‌بینی کرد. کشف ذره‌ی Z در سال ۱۹۹۳م تأیید بسیار جالب نظریه‌ی الکتروضعیف بود. مرحله‌ی بعدی که در این نظریه بایستی انجام می‌گرفت ترکیب نیروی الکتروضعیف و نیروی قوی در یک برهم‌کنش واحد می‌باشد.

نیروی قوی در سال ۱۹۶۶م توسط نامبو^۳ ارائه شد و باعث ارائه‌ی نظریه‌ی کرومودینامیک کوانتومی^۴ گردید. کوارک‌ها به دلیل داشتن درجه آزادی رنگ از طریق گلوئون‌ها که ذرات تبدالی در نیروهای قوی و حامل نیروی رنگ از یک کوارک به کوارک دیگر می‌باشند، نیروی هسته‌ای قوی به همدیگر وارد می‌کنند و نظریه‌ای که در جهت وحدت این نیروها می‌کوشد، نظریه‌ی وحدت بزرگ نامیده می‌شود. با قرار دادن لپتون‌ها و کوارک‌ها در این نظریه واحد، بسیاری از پدیده‌های مشاهده شده مانند بار کسری کوارک‌ها و اختلاف بار واحد بین زوج کوارک‌ها و لپتون‌های هر نسل توجیه می‌شوند و همچنین پدیده‌های جدیدی، چون تبدیل کوارک‌ها به لپتون‌ها را پیش‌بینی می‌کند که باعث می‌شود یک پروتون با طول عمر 10^{31} سال به ذرات سبکتر واپاشی کند [1].

فیزیکدانان موفق شده‌اند با اعمال روش‌های کوانتس بر روی میدان‌های سه نیروی وحدت یافته، نظریه‌ی کوانتومی میدان این نیروها را بدست آورند که البته وحدت نیروی قوی با نیروی

¹ S.Wienberg

² Abdusalam

³ Nambu

⁴ Quantum Chromodynamics (QCD)

الکتروضعیف هنوز به طور کامل و قابل قبولی انجام نشده است. چهارمین نیرو، نیروی گرانش است که فیزیکدانان هنوز موفق نشده‌اند آن را با سه نیروی دیگر یگانه‌سازی کنند. بر اساس دانسته‌های ما این نیرو در ابعاد اتمی بسیار ضعیف می‌باشد.

۴-۱ مدل استاندارد^۱ ذرات بنیادی

از جمع دو تئوری دینامیک رنگ و تئوری الکتروضعیف مدل استاندارد ذرات بنیادی شکل گرفت. سه پایه‌ی مهم این تئوری عبارتند از: مکانیک کوانتومی، نظریه‌ی نسبیت خاص، قوانین الکترومغناطیس و تعمیم آن به نیروهای قوی و ضعیف.

این نظریه می‌تواند خروجی هر حالت ممکن در آزمایشگاه مربوط به ذرات بنیادی را پیش‌گویی کند. مدل استاندارد توصیفی کامل از برهم‌کنش بین ذرات بنیادی می‌باشد. در این مدل ماده از سه نوع ذره‌ی بنیادی ساخته شده است: لپتون‌ها، کوارک‌ها و واسطه‌ها.

الف) لپتون‌ها و کوارک‌ها، فرمیون هستند و از آمار فرمی-دیراک پیروی می‌کنند و اسپین آنها نیم صحیح است و تابع موج آنها تحت تعویض ذرات پادمقارن است.

ب) واسطه‌ها بوزون می‌باشند و از آمار بوز-اینشتین پیروی می‌کنند و اسپین آنها صحیح است و دارای تابع موج متقارن می‌باشند. [2]

بر اساس این تئوری شش لپتون و شش کوارک (و پادذرات آنها) به اضافه ذرات میدان (فوتون، سه بوزون ضعیف، هشت گلوئون) وجود دارد و در مجموع شصت و یک ذره می‌باشند و یک ذره‌ی آن به نام هیگز می‌باشد.

¹ Standard Model

در سال ۲۰۱۲ م سرن (CERN) در طی سمیناری اعلام کرد که یک بوزون با جرم معادل 126Gev در دو اسپکترومتر جداگانه را کشف و مشاهده کرده‌اند. این ذره درباره چگونگی جرم‌دار شدن ماده توسط ذرات بنیادی بدون جرم دیگر، توضیح می‌دهد. به طور خاص، بوزون هیگز احتمالاً می‌تواند دلایلی را برای تفاوت‌های بین فوتون که بدون جرم است و بوزون W, Z که نسبتاً پر جرم هستند ارائه کند. پس می‌توان گفت بوزون هیگز یک مؤلفه بسیار مهم در دنیای ماده است.

دو مشکل اساسی در مدل استاندارد

مشکلات مختلفی در این مدل وجود دارد که دو تا از مهم‌ترین آن‌ها عبارتند از:

- (۱) در این مدل گرانش به علت ضعیف بودن بیش از اندازه در ابعاد اتمی، جایگاهی ندارد.
- (۲) حدود ۲۰ پارامتر در این مدل به صورت دستی وارد می‌شوند و در نتیجه فیزیک نظریه یکتا نمی‌باشد و این یک نقطه ضعف برای این مدل می‌باشد زیرا به ازای پارامترهای مختلف، فیزیک متفاوتی به دست می‌آید. [3]

۱-۵ نظریه‌ی کوانتومی رنگ

نظریه‌ی مربوط به کوارک‌ها و دینامیک مربوط به آنها را نظریه‌ی کوانتومی رنگ می‌نامند. نیروی قوی بین کوارک‌ها عمل می‌کند و باری را حمل می‌کند که بدان بار رنگ می‌گویند. در مورد QCD در مقیاس بزرگ تمام ذرات بدون رنگ هستند. کوارک‌ها فرمیون‌هایی هستند که از درجات آزادی طعم و رنگ برخوردار می‌باشند. کوارک‌ها دارای طعم بالا، پایین، عجیب، افسون، سر و ته می‌باشند و از اعداد کوانتومی قرمز، آبی و سبز تشکیل شده‌اند. در QCD رنگ نقش بار را بازی می‌کند و نیروی قوی بین دو کوارک توسط گلوئون ردوبدل می‌شود. مطابق نظریه‌ی کوانتومی رنگ

کوارک دارای رنگ و پادرنگ و گلوئون دارای رنگ بعلاوه‌ی پادرنگ یک رنگ متفاوت می‌باشد.

نظریه‌ای که برهمکنش موجود بین بارهای الکتریکی ذرات را از طریق مبادله‌ی یک فوتون توصیف می‌کند، الکترودینامیک کوانتومی نامیده می‌شود. به طور مشابه، نظریه‌ای که برهمکنش قوی را بر اساس بار رنگی کوارک‌ها توصیف می‌کند کرومودینامیک کوانتومی می‌نامند.

دو خصوصیت اصلی در کرومودینامیک کوانتومی:

(۱) اصل حبس کوارکی: بر اساس این اصل نمی‌توان کوارک را به صورت آزاد مشاهده نمود.

(۲) آزادی جانبی: کوارک‌ها در داخل پروتون‌ها یا پیون‌ها، بدون برهم‌کنش زیاد، به این طرف

و آن طرف حرکت می‌کنند. یعنی که در فواصل کوتاه و انرژی‌های بالا تقریباً آزاد می‌باشند.

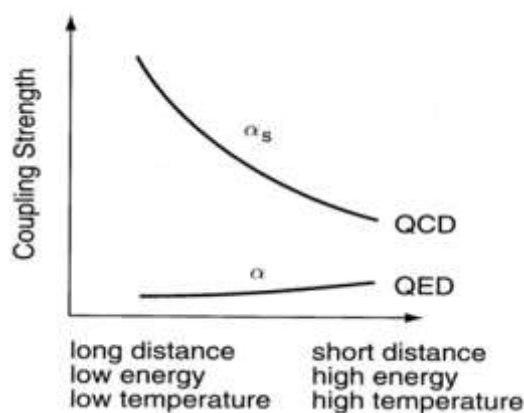
شدت برهم‌کنش در الکترودینامیک با ثابت ساختار ریز α مشخص می‌شود و برابر $\frac{1}{137}$ می‌-

باشد. در کرومودینامیک کوانتومی شدت برهم‌کنش با ثابت جفت شدگی α_s مشخص می‌شود و از نیروی بین دو پروتون محاسبه می‌شود و به فاصله بین ذرات برهم‌کنش کننده بستگی دارد و این ثابت در بسیاری از فاصله‌ها بزرگ‌تر از یک می‌باشد. در فاصله‌های زیاد این عدد بزرگ می‌باشد و در فاصله‌های کوتاه (کمتر از اندازه پروتون) کاملاً کوچک می‌شود. به عبارت دیگر در انرژی‌های بالا برهم‌کنش کوچک است و کوارک‌ها و گلوئون‌ها به طور ضعیف با همدیگر برهم‌کنش می‌کنند در انرژی‌های پایین برهم‌کنش زیاد می‌باشد. این مربوط به خصوصیت دوم یعنی آزادی جانبی می‌- باشد. آزادی جانبی به خاصیت ضد استتار^۱ رنگ مربوط می‌شود. یک بار برهنه^۲ دارای رنگ است و گلوئون‌ها هم دارای رنگ می‌باشند و هرگاه این گلوئون‌ها به کوارکی نزدیک شوند از شدت

^۱ Screening

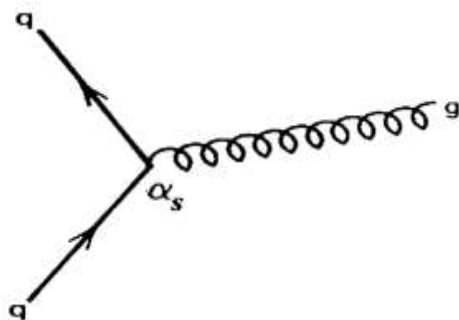
^۲Bare

برهم‌کنش رنگ کاسته می‌شود. در نتیجه با عبور کردن از ابر گلوئونی سهم کوچک‌تری از بار برهنه را می‌یابد که این متضاد با محیط QED می‌باشد. در محیط QED ابر جفت الکترون-پوزیترون بار برهنه را محصور می‌کند، یعنی این‌که با دور شدن از بار برهنه، بار مؤثر کاهش می‌یابد و در نتیجه میدان مربوط به آن کوچک می‌شود، در نتیجه در فواصل کوتاه، جفتیدگی افزایش می‌یابد که در شکل ۴-۱ نشان داده شده است.



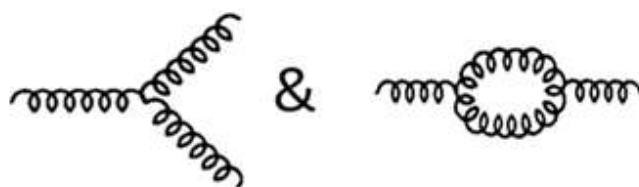
شکل ۴-۱- تغییرات ثابت جفت شدگی در محیط QCD و QED بر حسب مقیاس فاصله، انرژی و دما

همچنین برهم‌کنش بنیادی در QCD طبق نمودارهای فاینمن به صورت شکل ۵-۱ می‌باشد.



شکل ۵-۱ نمودار فاینمن برای یک رأس در QCD

ممکن است یک کوارک آبی به یک کوارک قرمز تبدیل شود. زیرا گلوئون‌ها با یکدیگر برهم-کنش دارند که به مفهوم اساسی غیر آبلی^۱ یا نظریه پیمان‌های یانگ-میلز^۲ مربوط می‌شود. غیر آبلی به معنای جابجا ناپذیری عملگرها است بدین معنا که اگر دو عملگر A و B را در نظر بگیریم، خواهیم داشت $AB \neq BA$ یعنی اینکه گلوئون‌ها می‌توانند همدیگر را ببینند و با هم برهم‌کنش داشته باشند و طبق نمودار ۱-۶ رأس‌های تازه‌ای نسبت به QED به نمودارهای فاینمن^۳ اضافه می‌شود. [4]



شکل ۱-۶- برهم‌کنش گلوئون‌ها

۱-۶ پلاسمای کوارک-گلوئون

پلاسمای کوارک-گلوئون چیست؟

پلاسمای کوارک-گلوئون یا سوپ کوارک-گلوئون که به اختصار QGP نامیده می‌شود یک فاز کرومودینامیک کوانتومی می‌باشد که در دما و چگالی‌های بسیار بالا قابل تولید می‌باشد. در این پلاسمای QGP ماده تقریباً فقط به صورت کوارک و گلوئون آزاد می‌باشد که هر دو از بنیادی‌ترین ذرات سازنده ماده هستند.

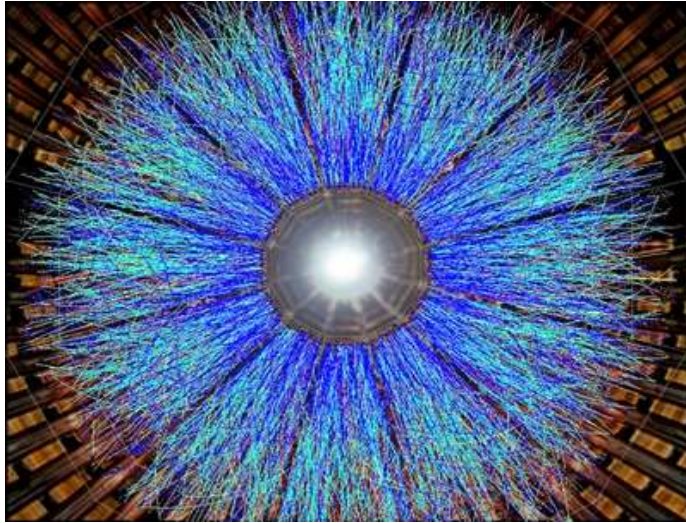
در فاز هادرونی کوارک‌های تشکیل دهنده مزون‌ها و باریون‌ها بر طبق اصل محبوسیت به حالت مقید قرار دارند اما اگر دما و فشار زیاد شود در این صورت ماده وارد فاز جدیدی می‌شود که به آن

¹ Non abelian

² Yong-mills

³ Feynman Diagrams

پلاسمای کوارک گلوئون می‌گوییم و دمای آن در حدود $T \approx 10^{12} \text{K}$ است.



شکل ۱-۷ - پلاسمای کوارک - گلوئون

پلاسمای کوارک‌ها و گلوئون‌ها متفاوت با پلاسمای معمولی است زیرا در محیط پلاسمای معمولی نیروی غالب نیروی الکترومغناطیس است اما در پلاسمای کوارک گلوئون نیروی غالب، نیروی هسته‌ای قوی است. همچنین این محیط چگالی بسیار بالایی دارد و مقدار این چگالی تقریباً برابر $\rho \cong 4 \text{ GeV/fm}^3 \cong 7 \times 10^8 \text{ kg/m}^3$ می‌باشد.

منابع تولید پلاسمای کوارک - گلوئون

پلاسمای کوارک-گلوئون حالتی از ماده است که وقتی جهان یک میلیارد ثانیه عمر داشت، به مدت ده میلیارد ثانیه به این شکل بوده است و یکی از فازهای ماده در مرحله قبل از فاز هادرونی می‌باشد. این ماده در واقع نوعی پلازما است که در آن کوارک‌ها و چسب‌های بین کوارکی (گلوئون‌ها) به حالت آزاد وجود دارند. چنین حالتی در قلب ستاره‌های نوترونی هم وجود دارد. علاوه بر منابع فوق این پلازما به صورت مصنوعی و در آزمایشگاه هم قابل تولید می‌باشد، به همین

دلیل در یکی دو دهه‌ی اخیر دانشمندان دو مرکز سرن در سوئیس و آزمایشگاه بروکهاون در نیویورک آمریکا موفق به تولید این پلاسما در شرایط فوق‌العاده سخت و برای زمان‌های خیلی کوتاه گردیده‌اند.[5]

تولید پلاسمای کوارک-گلوئون به صورت مصنوعی

روشی که در آن می‌توان به دماها و چگالی‌های بالا مربوط به برهمکنش‌های قوی رسید به این صورت می‌باشد که از برخورد هسته‌های سنگین مانند هسته‌های طلا (Au) که هسته‌ی آن ۱۹۷ نوکلئون دارد پلاسمای کوارک-گلوئون را تولید کنیم. در آزمایشگاه‌های RHIC^۱ و آزمایشگاه ملی بروکهاون چنین آزمایشهایی به این صورت انجام می‌شود که با رساندن یون‌ها به سرعت نسبیتی و برخورد آن‌ها با همدیگر، پلاسمای کوارک-گلوئون عالم اولیه را شبیه سازی می‌کنند. هنگامی که انرژی مرکز جرم تقریباً بیش از 100 GeV بر نوکلئون باشد هسته‌ها تمایل دارند که از وسط همدیگر عبور کنند، در لحظات بسیار کوتاه اولیه ماده در فاز QGP قرار دارد و این ماده تولید شده، چگالی انرژی و دمای بسیار بالایی دارد به طوری که در این منطقه دما در حدود ۳۰۰ میلیون برابر دمای موجود در سطح خورشید می‌گردد. در این دمای بسیار بالا پروتون‌ها و نوترون‌ها دیگر نمی‌توانند تغییر فاز دهند و کوارک‌ها و گلوئون‌ها برای مدت بسیار کوتاهی از هر قید و بندی آزاد می‌شوند. این یون‌ها مسافتی در حدود ۲/۴ مایل را در دو جهت متفاوت اطراف RHIC طی می‌کنند تا به یکدیگر برخورد کنند. فیزیکدانان در این آزمایشگاه توانسته‌اند به پلاسمای کوارک-گلوئون در دمای ۴ تریلیون درجه و انرژی مرکز جرم 200 GeV دست یابند. آزمایشگاه RHIC دومین برخورد دهنده‌ی پرنرژی دنیا محسوب می‌شود و رتبه‌ی اول در اختیار برخورد دهنده‌ی هادرونی بزرگ LHC در سرن می‌باشد. در LHC نیز به طور مشابه موفق به تولید QGP شده‌اند.

^۱ Relativistic Heavy Ion Collision

۱-۷ کوارکونیوم

کوارکونیوم‌ها حالت خاصی از هادرون‌ها می‌باشند. حالت‌های مقید $c\bar{c}$ و $b\bar{b}$ به ترتیب، مزون-های J/ψ و Υ نامیده می‌شوند که انرژی بستگی حالت‌های پایه‌ی آن‌ها به ترتیب برابر 0.62 GeV و 1.2 GeV هستند. بنابراین انرژی بستگی حالت‌های پایه آن‌ها بسیار بزرگ‌تر از مقیاس هادرونی یعنی $\Lambda \simeq 0.2 \text{ GeV}$

می‌باشد. در نتیجه شعاع‌های حالت پایه این مزون‌های سنگین که آنها را r_Q می‌نامیم، خیلی کوچک و در حدود 0.1 fm و 0.2 fm شد. موقعیت چنین حالت‌هایی در پلاسمای کوارک - گلوئون به اندازه نسبی شعاع استتار r_D بستگی دارد که در ادامه توضیح می‌دهیم.

اگر $r_D \gg r_Q$ باشد یعنی این که اگر شعاع استتار r_D خیلی بزرگ‌تر از شعاع مزون‌های سنگین r_Q باشد محیط کوارک سنگین مقید را تحت تاثیر قرار نمی‌دهد. اگر $r_D \ll r_Q$ باشد دو کوارک سنگین یکدیگر را نمی‌بینند، یعنی وجود همدیگر را حس نمی‌کنند و در نتیجه حالت مقید ذوب می‌شود. بنابراین می‌توان انتظار داشت که کوارکونیوم‌ها در بعضی از گستره‌های دما بالای T_c وجود داشته باشند و وقتی که دما به اندازه کافی زیاد شود ذوب می‌شوند. چنین رفتاری در مدل شبکه-ای^۱ QCD تایید شده است. حالت‌های برانگیخته کوارکونیوم کمتر مقید هستند یعنی انرژی این حالت‌های برانگیخته کمتر منفی هستند. در نتیجه اندازه آنها نسبت به حالت پایه‌شان بزرگ‌تر است.

تفاوت کوارکونیوم‌ها و مزون‌ها در این است که مزون‌ها یک جفت کوارک-پادکوارک از هر نوعی هستند. اما در یک کوارکونیوم حتماً باید کوارک و پادکوارک یکسان باشند. در واقع می‌توان گفت

¹ Lattice

که کوارکونیوم حالت مقید کوارک‌های سنگین می‌باشد [5].

۸-۱ جت‌ها

از آنجایی که مدت زمان به وجود آمدن پلاسمای کوارک-گلوئون بسیار کم است بنابراین نمی‌توانیم پلاسمای را به طور مستقیم مطالعه کنیم بلکه اثرات آن قابل مشاهده و بررسی می‌باشد. هنگامی که دو هسته‌ی سنگین به همدیگر برخورد داده می‌شوند به خاطر شدت برخورد آن‌ها علائمی چون جهش ذرات در جهات مخالف همدیگر در منطقه‌ی برخورد مشاهده می‌شود.

یکی از نکات مهم در پخش شدن ذرات بعد از تولید پلاسمای کوارک-گلوئون این است که این ذرات ثانویه یا جت که انتظار می‌رفت در جهات مخالف همدیگر مشاهده شوند گاهی اوقات فقط در یک جهت مشاهده می‌شدند. بدین صورت که گاهی یک جت مشاهده می‌شد ولی جفت آن در جهت دیگر مشاهده نمی‌شد. از همه مهمتر اینکه تعداد جت‌هایی که بعد از برخورد سربه‌سر هسته‌های طلا مشاهده می‌شد بسیار کمتر از تعداد مورد انتظار ما می‌بود. مثلاً "در برخورد ضعیف-تری که در سال ۲۰۰۷ در RHIC صورت داده شد و در آن مولکول سبکتر دوترون به طلا برخورد کرد تعداد جت‌های بیشتری به وجود آمدند.

اینکه جت‌ها در اینجا آنچنان زیاد نیستند و به صورت متقارن هم پخش نمی‌شوند و به شکل بیضی خارج می‌شوند، از نظر تئوری توجیه شد و متوجه شدند که یک حوزه در محل برخورد دو باریکه‌ی طلا وجود دارد که مثل یک دیواره‌ی آتش عمل می‌کند. اگر کوارکی از آن بیرون بیاید مشاهده‌پذیر و قابل آشکارسازی می‌شود و اگر بیرون نیاید و آشکار نشود به این معنی است که کوارک در آن حوزه به دام افتاده و برهمکنش کرده است. به این پدیده فرونشانی جت می‌گویند پس قانون بقای تکانه به نحوی پایسته می‌ماند.

آشنایی با نظریه‌ی ریسمان و تناظر AdS/CFT

- ❖ تاریخچه‌ی نظریه ریسمان
- ❖ ویژگی‌های نظریه ریسمان
- ❖ نظریه‌ی M ام
- ❖ انواع نظریه ریسمان
- ❖ جهان سطح و فضای هدف
- ❖ سیاهچاله‌ها
- ❖ اصل هولوگرافی
- ❖ تناظر AdS/CFT
- ❖ کنش ریسمان غیرنسبیتی
- ❖ کنش ذره نسبیتی
- ❖ کنش ریسمان نسبیتی
- ❖ معادلات حرکت ریسمان

۱-۲ تاریخچه‌ی نظریه‌ی ریسمان

نظریه‌ی ریسمان نخستین بار برای توضیح نیروی بین هسته‌ای قوی پیشنهاد شد. در آزمایش‌های مربوط به هادرون‌ها، رابطه‌ای میان جرم واسپین به دست آمد که عبارت بود از:

$$m = \frac{2\pi J}{hc^2 \alpha'} \quad (۱-۲)$$

که البته این امکان وجود نداشت که برای یک ذره بدون بعد چنین رابطه‌ای داشته باشیم و این ایده به ذهن رسید که نیروی هسته‌ای قوی را می‌توان با نظریه‌ی ریسمان توصیف کرد. اما پس از مدتی معلوم شد که مدل کرومودینامیک کوانتومی QCD (نظریه کوانتومی رنگ) که اینک بخشی از مدل استاندارد ذرات بنیادی می‌باشد در توضیح این پدیده بسیار موفقتر است. بنابراین برای مدتی نظریه‌ی ریسمان کنار گذاشته شد. اما مدتی بعد در حدود سال ۱۹۸۰ و برای اتحاد نیروی گرانشی و برای برطرف کردن ناهنجاری‌های نظریه ابر گرانش این نظریه دوباره وارد صحنه گردید.

گیتاری را در نظر بگیرید که تارهای آن تا حد معینی کشیده شده باشند. با توجه به میزان کشیدگی تارها و مقدار تنش وارد شده بر آنها، نت‌های موسیقی متفاوتی تولید می‌کنند که این نت‌ها را می‌توان حالت‌های برانگیخته‌ی تار کشیده شده‌ی گیتار دانست. ادعای نظریه‌ی ریسمان نیز کمابیش همین است. اندیشه‌ی نهفته در نظریه‌ی ریسمان این است که تمام ذرات بنیادی تنها نمونه‌هایی از یک شیء بنیادی‌تر هستند؛ در واقع یک ریسمان بنیادی. چگونه؟ به عنوان مثال الکترون که ذره‌ای بدون ساختار داخلی (یعنی مثل یک نقطه) است را در نظر بگیرید. یک نقطه تنها کاری که می‌تواند انجام دهد این است که حرکت کند؛ ولی اگر نظریه‌ی ریسمان درست باشد، آنگاه در زیر میکروسکوپ خیلی خیلی قوی می‌توانیم ببینیم که الکترون در واقع یک نقطه نیست. بلکه یک حلقه‌ی کوچک ریسمانی است. یک ریسمان می‌تواند غیر از حرکت کارهای دیگری نیز

انجام دهد. مثلاً می‌تواند به روش‌های مختلفی نوسان کند. می‌توان آن را به صورت یک الکترون دید و اگر به صورت‌های دیگری نوسان کند آن را یک فوتون، یک کوارک یا... می‌بینیم. بنابراین اگر نظریه‌ی ریسمان درست باشد، تمام ذرات بنیادی از ریسمان درست شده‌اند.

بر اساس این نظریه ذرات بنیادی که در شتاب‌دهنده‌ها مشاهده می‌کنیم- مثل نتهای موسیقی-حالت‌های برانگیخته‌ی یک ریسمان بنیادی هستند. در نظریه‌ی ریسمان- درست مثل وقتی که گیتار نواخته می‌شود- ریسمان باید تحت یک تنش مشخص قرار گیرد تا برانگیخته شود.

اگر نظریه‌ی ریسمان نظریه‌ی گرانش کوانتومی خوبی باشد اندازه‌ی متوسط یک ریسمان باید در حدود اندازه‌ی طول گرانش کوانتومی باشد که طول پلانک نامیده می‌شود و در حدود 10^{-33} سانتی‌متر است.

شاید مهمترین نکته در مورد این تئوری این باشد که چنین ایده‌ی ساده‌ای را می‌توان به عنوان تعمیمی برای مدل استاندارد در نظر گرفت. یعنی می‌توان مدل استاندارد را که به لحاظ تجربی با دقتی باورنکردنی اثبات شده است، به عنوان حالت خاصی از این نظریه در نظر گرفت. ممکن است گفته شود که تا این تاریخ هیچ شاهد تجربی مستقیمی که نشان دهد نظریه‌ی ریسمان توصیف درست طبیعت است وجود ندارد. این موضوع اساساً به این خاطر است که نظریه‌ی ریسمان در حال توسعه است. ما بخش‌های کوچکی از آن را می‌شناسیم ولی تاکنون تمام تصویر را ندیده‌ایم و بنابراین نمی‌توانیم پیش‌بینی‌های قطعی و روشنی داشته باشیم. در سال‌های اخیر، پیشرفت‌های چشم‌گیری رخ داده است که دانش و فهم ما را به طور ریشه‌ای نسبت به این دانش ارتقاء داده است.

نظریه‌های ریسمان با توجه به این نکته که ریسمان‌ها حلقه‌هایی باز باشند یا بسته و یا اینکه آیا

طیف ذرات شامل فرمیون‌ها باشد یا نه طبقه‌بندی می‌شوند.

برای آنکه فرمیون‌ها در نظریه‌ی ریسمان گنجانده شوند باید وجود نوع خاصی از تقارن به نام ابرتقارن مفروض باشد. بر اساس این تقارن جدید به ازای هر بوزون (ذره‌ای با اسپین صحیح که نیرو را جابه‌جا می‌کند) یک فرمیون متناظر (ذره‌ای با اسپین نیمه صحیح که ماده را می‌سازد) وجود دارد. به کمک تحلیل ریاضی به سرعت مشخص می‌شود که ذرات بنیادی شناخته شده تحت ابرتقارن شریک یکدیگر نیستند. بنابراین به جای فرض اینکه ابرتقارن بوزون‌ها و فرمیون‌ها را به هم مربوط می‌کند می‌توان فرض کرد ابرتقارن بوزون‌ها و فرمیون‌های شناخته شده را به بوزون‌ها و فرمیون‌هایی که تاکنون شناخته نشده‌اند، مرتبط می‌کند. این موضوع تعداد ذرات در جدول ذرات را دو برابر می‌کند و همچنین ما را وادار می‌کند به دنبال توجیهی برای نیمی از ذرات که ناشناخته‌اند بگردیم. ولی در هر حال با فرض وجود ابرتقارن بسیاری از مشکلات حل می‌شود. هرچند همتهای ابر تقارنی ذرات شناخته شده‌ی کنونی تا امروز در آزمایشگاه دیده نشده‌اند، نظریه پردازان معتقدند ذرات ابرتقارنی پرچم‌تر از آن هستند که با شتابدهنده‌های کنونی آشکار شوند.

دلیل تجربی ابرتقارن در انرژی بالا ممکن است دلیل قانع کننده‌ای باشد که نظریه‌ی ریسمان مدل ریاضی خوبی برای طبیعت در کوچکترین مقیاس‌های فاصله است.

۲-۲ ویژگی‌های نظریه‌ی ریسمان

برخی از ویژگی‌های نظریه ریسمان این نظریه را نسبت به سایر نظریه‌های ذرات بنیادی متمایز کرده است و این نظریه را تا حد زیادی به واقعیت‌های برهم‌کنش‌های بنیادی‌ترین حالت ماده یعنی کوارک نزدیک کرده است. جذابیت این نظریه آنجایی است که دو حوزه‌ی متفاوت و جدا در فیزیک، یعنی نسبیت عام و مکانیک کوانتومی را به همدیگر مربوط می‌سازد. در زیر برخی از

مهمترین ویژگی‌های این نظریه را بیان کنیم.

۱) نظریه‌ی ریسمان تاکنون عالی‌ترین گزینه برای وحدت نیروهای طبیعت می‌باشد. در نظریه‌ی ریسمان تمام نیروهای طبیعت به شکلی ژرف و کارآمد متحد شده‌اند. در حقیقت با توجه به اتحاد تمام نیروها می‌توان گفت که همه‌ی ذرات در نظریه‌ی ریسمان متحد شده‌اند. در این نظریه هر ذره به وسیله‌ی مد ارتعاشی خاصی از یک ریسمان میکروسکوپی مشخص می‌شود. گراویتون (کوانتوم میدان گرانشی) توسط یک مد خاص از ریسمان بنیادی و فوتون (کوانتوم میدان الکترومغناطیسی) توسط مد دیگری از این ریسمان مشخص می‌شود.

۲) در نظریه‌ی ریسمان یک نظریه کوانتومی می‌باشد و از آنجایی که گرانش را هم شامل می‌شود، پس این نظریه یک نظریه‌ی کوانتومی گرانش می‌باشد. البته این بخش از نظریه‌ی ریسمان هنوز با قطعیت تأیید نشده است، چون هنگامی که تلاش می‌کنیم نظریه‌ی انیشتین را کوانتیزه کنیم به نظر نمی‌رسد که بتوان آن را وارد نظریه‌ی ریسمان کرد.

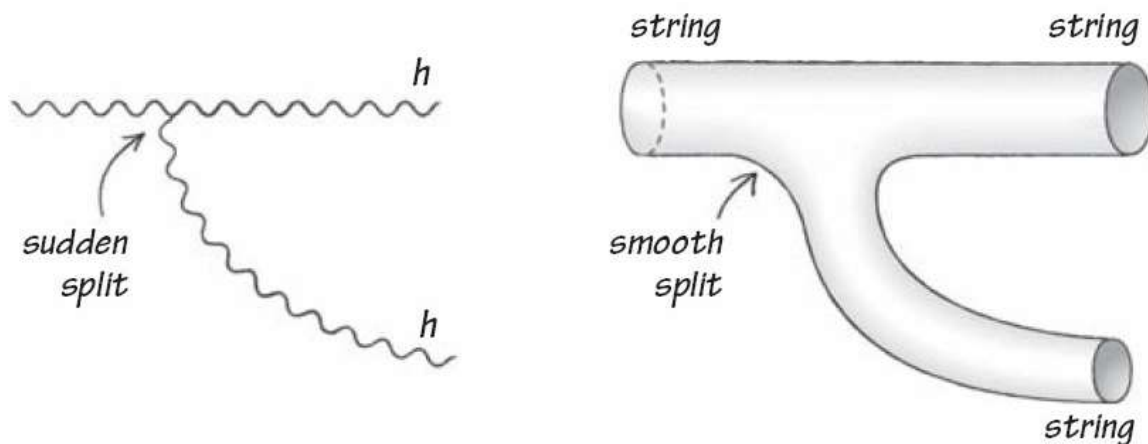
۳) نظریه ریسمان بر خلاف مدل استاندارد ذرات بنیادی کمیت‌های بدون بعد تنظیم‌پذیر وجود ندارد. همانگونه که قبلاً بیان کردیم در مدل استاندارد ذرات بنیادی حدود بیست کمیت تنظیم‌پذیر وجود دارد که بایستی با مقادیر دقیق تنظیم شود. یک نظریه با کمیت‌های تنظیم‌پذیر نمی‌تواند یکتا باشد چون هنگامی که مجموعه‌ای از کمیت‌های مختلف را داشته باشیم آنگاه نظریه‌ی ما پیش بینی‌های مختلفی را از یک رویداد به دست می‌دهد که این نمی‌تواند مناسب باشد. اما در نظریه‌ی ریسمان فقط یک کمیت بعددار به نام طول ریسمان وجود دارد که از این کمیت شروع کرده و سایر کمیت‌های دیگر را بدست می‌آوریم.

۴) در نظریه‌ی ریسمان تعداد ابعاد در طول محاسبات بدست می‌آید، در حالی که در نظریات دیگر تعداد ابعاد به صورت پیش فرض در نظر گرفته شده و برابر ۴ (همان ابعاد فضا- زمان) می‌باشد.

تعداد ابعاد فضا زمان در نظریه‌ی ریسمان بوزونی برابر ۲۶ و در نظریه‌ی ابرریسمان که در آن بوزون‌ها و فرمیون‌ها حضور دارند برابر ۱۰ می‌باشد.

۵) نظریه‌ی ریسمان یک نظریه‌ی باز بهنجارش‌پذیر می‌باشد، در این نظریه اجزاء بنیادی ذره نیستند بلکه ریسمان‌های یک بعدی می‌باشند. ریسمان‌ها شبیه گراویتون‌ها برهمکنش دارند ولی از آنجایی که ریسمان‌ها نقطه‌ای نیستند، برهم‌کنش آن‌ها با یکدیگر خوش رفتار می‌باشد.

در مورد گراویتون‌ها با نزدیکتر شدن هر چه بیشتر به گراویتون، خلق گراویتون‌های مجازی صورت گرفته و در نتیجه تکانه‌ی آن‌ها بنا به اصل عدم قطعیت به بی‌نهایت میل می‌کند ولی در مورد ریسمان‌ها شکست و یا انشعاب ریسمان در یک محدوده فضا زمانی رخ می‌دهد این امر باعث می‌شود که ناحیه برهمکنش و در نتیجه (ΔX) دارای حداقلی بوده و تکانه به بی‌نهایت میل نکند. در نتیجه نظریه یک نظریه‌ی خوش رفتار و بازبهنجارش‌پذیر است.



شکل (۱-۲) راس برهمکنش در نظریه‌ی ریسمان و نظریه‌ی کوانتومی میدان

۲-۳ نظریه‌ی M ام

در حالت کلی پنج نوع نظریه‌ی ریسمان فرمول‌بندی شده‌اند که این پنج نوع عبارتند از $(I, IIA, IIB, E8 \times E8, SO(32))$ و وجه تمایز این نظریه‌ها در نوع ارتعاش‌های مختلف آنها می‌باشد.

در سال ۱۹۹۵م ادوارد ویتن و سایر دانشمندان ثابت کردند که پنج نظریه‌ی ابر ریسمان موجود، بی ارتباط به همدیگر نیستند و با برخی از روابط می‌توان آنها را به یکدیگر مرتبط کرد. او نشان داد که این پنج نظریه در واقع پنج جلوه‌ی گوناگون از یک نظریه‌ی مادر و جامع‌تر (که نظریه‌ی M خوانده می‌شود) هستند. به عبارت دیگر این نظریه‌ی مادر در حالات خاص به هر یک از این پنج نظریه کاهش می‌یابد، که به آن انقلاب دوم ابرریسمان گفتند.

۲-۴ انواع نظریه‌ی ریسمان

همانطور که بیان شد در حالت کلی پنج نظریه‌ی ریسمان متفاوت داریم. یکی از شاخه‌های این نظریه مختص بوزون‌ها می‌باشد که این شاخه بوزونیک نامیده می‌شود که در آن تنها بوزون‌ها ایفای نقش می‌کنند یعنی فقط بوزون‌ها را شامل می‌شود و در آن هر دو نوع ریسمان‌ها؛ یعنی ریسمان‌های باز و بسته وجود دارند. در نظریه‌ی بوزونیک تاکیون‌ها نیز دارای نقش هستند. تاکیون‌ها ذراتی با جرم موهومی هستند که هنوز موفق به مشاهده‌ی آنها نشده‌ایم. همچنین تعداد ابعاد در این نظریه از همه‌ی نظریه‌های ریسمان بیشتر است و بیست و شش بعد است.

نوع دیگر نظریه ریسمان که دارای ۱۰ بعد است ماده و نیرو را در بر می‌گیرد، به عبارتی هم فرمیون‌ها و هم بوزون‌ها در آن ایفای نقش می‌کنند و به وسیله‌ی ابرتقارن به هم ربط داده می‌-

شوند. این نوع نظریه ابرریسمان نامیده می‌شود که نظریه‌ای تعمیم یافته می‌باشد. در این نظریه که نوع I نامیده می‌شود هر دو نوع ریسمان باز و بسته نقش دارند ولی در آن تکیونی وجود ندارد و همچنین تقارن آن از نوع $SO(32)$ است.

نوع دیگر نظریه ریسمان IIA نامیده می‌شود و دارای ۱۰ بعد است که نه بعد فضایی و یک بعد زمان دارد. در نظریه‌ی ریسمان نوع IIA تنها ریسمان‌های بسته هستند و در آن تکیونی وجود ندارد. به عبارت دیگر فرمیون‌ها و بوزون‌ها نقش دارند ولی فرمیون‌ها به صورت بدون جرم و با اسپین دو جهت فرض می‌شوند. در نظریه‌ی ریسمان نوع IIA ابر تقارن نقش مهمی دارد.

نوع چهارم نظریه ریسمان دارای تفاوت اندکی با نوع سوم می‌باشد و نظریه ریسمان IIB نامیده می‌شود. از آنجایی که در این نظریه ماده و نیرو به وسیله ابرتقارن با یکدیگر پیوسته شده‌اند، در نتیجه این نظریه نیز ابرریسمان می‌باشد. ابعاد فضا زمانی در این نظریه ۱۰ تا است، در آن تکیونی وجود ندارد و ریسمان‌های بسته ایفای نقش می‌کنند. تفاوت نظریه‌ی IIB با نظریه‌ی IIA در اسپین آن است به طوری که نظریه‌ی IIB دارای فرمیون‌های بدون جرم است که تنها در یک جهت اسپین دارند.

نوع پنجم نظریه‌ی ریسمان را هتروتیک می‌نامند که ابر ریسمان می‌باشد، پس در آن ماده و نیرو به وسیله‌ی ابرتقارن به هم پیوند یافته‌اند. ابعاد در این نظریه همانند سه مدل قبلی ۱۰ تا می‌باشد.

در نظریه‌ی ریسمان نوع هتروتیک میان حرکت ریسمان در جهت‌های مختلف مثلا چپ و راست با یکدیگر تفاوت وجود دارد. گروه تقارن در آن مانند نوع دوم، $SO(32)$ است، در آن تکیونی وجود ندارد و فقط ریسمان‌های بسته ایفای نقش می‌کنند.

نوع	ابعاد فضا زمانی	تاکيون	نوع نظریه‌ی ریسمان (باز و بسته)	ابر ریسمان یا نظریه‌ی ریسمان
بوزونی	۲۶	دارد	هر دو	ریسمان
I	۱۰	ندارد	هر دو	ابر ریسمان
IIA	۱۰	ندارد	ریسمان بسته	ابر ریسمان
IIB	۱۰	ندارد	ریسمان بسته	ابر ریسمان
HO	۱۰	ندارد	ریسمان بسته	ابر ریسمان
HE	۱۰	ندارد	ریسمان بسته	ابر ریسمان

جدول (۱-۲)

نوع دیگر نظریه‌ی ریسمان HE نامیده می شود، دارای ۱۰ بعد می باشد و مانند چهار نوع قبلی ابرریسمان است و شامل نیرو و ماده است که به وسیله ی ابر تقارن به هم پیوند یافته‌اند با این تفاوت که گروه تقارن آن از نوع $E_8 \times E_8$ است و در آن تاکیونی وجود ندارد. همچنین در این نظریه فقط ریسمان‌های بسته وجود دارند، این نوع نیز همانند نوع پنجم هتروتیک است.

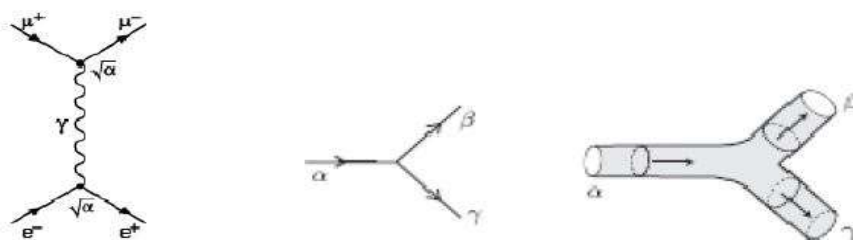
۲-۵ جهان سطح^۱ و فضای هدف^۲

حرکت یک ریسمان یا به عبارتی کنش ریسمان تابعی از مسیر به جای گذاشته شده از ریسمان می‌باشد. یک ذره می‌تواند یک خط از حرکت خود در فضا زمان بر جای بگذارد در حالی که یک ریسمان یک سطح از حرکت خود در فضا زمان باقی خواهد گذاشت. خطی را که از حرکت ذره در فضا زمان ایجاد می‌شود جهان خط می‌گویند و به سطح دو بعدی که از حرکت ریسمان در فضا زمان ایجاد می‌شود جهان سطح ریسمان گویند. بنابراین می توان گفت که نمودار فضا زمان یک ذره در حرکت یک بعدی نموداری دو بعدی و در حرکت دو بعدی،

¹ World-sheet

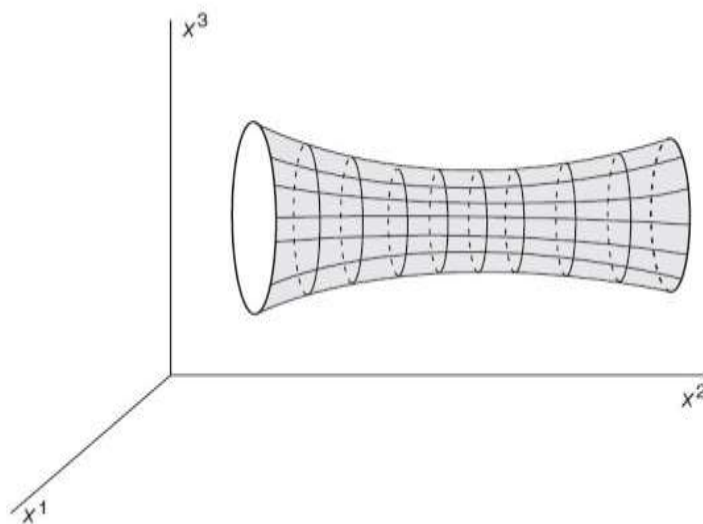
² Target space

نموداری سه بعدی خواهد بود و از این نمودار می‌توان برای نشان دادن برهم‌کنش این ذرات نیز استفاده کرد، که از آن جمله می‌توان به نمودارهای فاینمن که در شکل ۲-۲ نشان داده شده است، اشاره نمود.

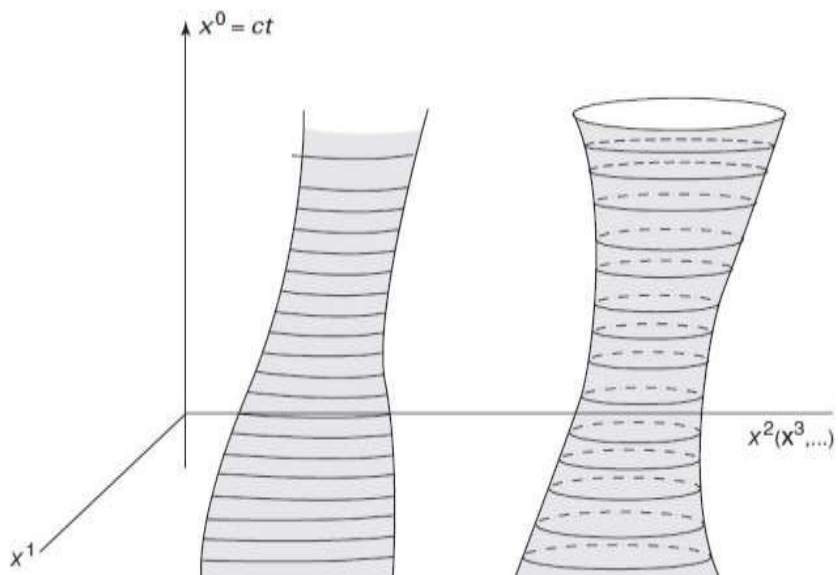


شکل ۲-۲- جهان خط ذره در نمودارهای فاینمن و جهان سطح ریسمان

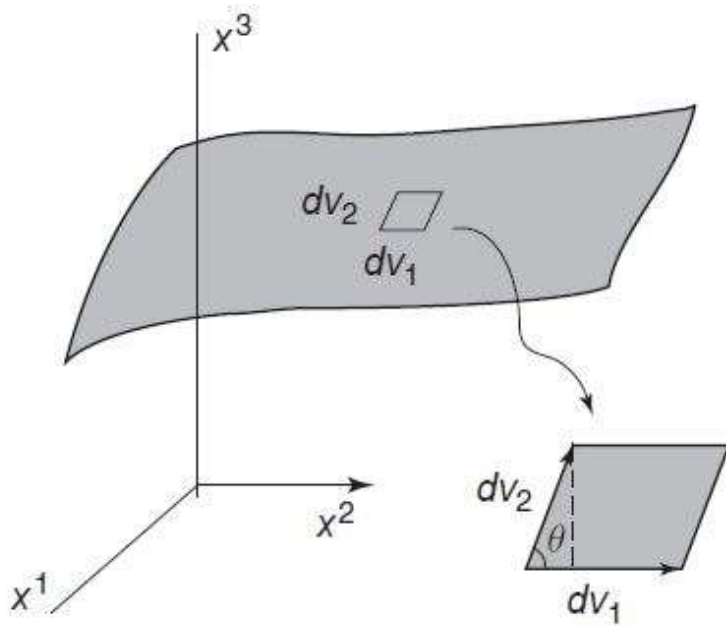
رد یک ریسمان بسته در فضا زمان به صورت یک استوانه می‌باشد (شکل ۲-۳) و رد یک ریسمان باز به صورت یک نوار در فضا زمان خواهد بود (شکل ۲-۴). صفحه‌های جهان سطح در فضا زمانی قرار دارند که به آن فضای هدف گفته می‌شود (شکل ۲-۵).



شکل ۲-۳- رد یک ریسمان بسته در فضا- زمان



شکل ۲-۴- رد یک ریسمان باز در فضا-زمان



شکل ۲-۵- فضای هدف

۲-۶ سیاهچاله‌ها

سیاهچاله ناحیه‌ای از فضا-زمان است که امکان گریز هیچ چیزی از میدان گرانشی آن وجود ندارد. وجود سیاهچاله در نظریه‌ی نسبیت عام انیشتین پیش بینی شده است. این نظریه پیش بینی می‌کند که یک جرم به اندازه کافی فشرده می‌تواند باعث تغییر شکل و خمیدگی قابل توجه فضا-زمان بشود. یک سال پس از انتشار نسبیت عام اینشتین در سال ۱۹۱۶، فاصله کارل شوارتس شیلد، جواب‌های معادله‌های خمیدگی فضا-زمان در نزدیکی یک جرم M با تقارن کروی را بدست آورد. در مختصات کروی (r, θ, ϕ) ، بازه‌ی فضا زمان برای این جواب عبارت است از:

$$(ds)^2 = c^2 \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right) (dt)^2 - \frac{(dr)^2}{\left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)} - r^2 (d\theta)^2 - r^2 \sin^2 \theta (d\phi)^2 \quad (1-2)$$

عامل موجود در مخرج برای یک مقدار r به خصوص می‌تواند صفر شود که باعث می‌شود این جمله در معادله‌ی (۱-۲) بی‌نهایت بزرگ شود. صفر شدن مخرج برای این r ویژه هنگامی رخ می‌دهد که:

$$r_s = \frac{2GM}{c^2} \quad (1-2)$$

این کمیت را شعاع شوارتس شیلد می‌گویند. هیچکدام از مختصات فیزیکی در واقع در $r = r_s$ بی‌نهایت بزرگ نمی‌شوند و جسمی که به طرف M سقوط می‌کند، در عبور از شوارتس شیلد متوجه تغییری در حرکتش نمی‌شود.

ناظر خارجی که جسم سقوط کننده را مشاهده می‌کند، وضعیت متفاوتی را می‌بیند. با سقوط جسم بنا به پیش بینی نسبیت عام، ساعت‌های آن کند به نظر می‌رسد، و وقتی جسم به r_s می‌-

رسد کاملاً متوقف می‌شود. به نظر می‌رسد که جسم در آن مکان منجمد شده است! وقتی جسم سقوط می‌کند، نور گسیل شده از آن به صورت فزاینده‌ای به سرخ منتقل و در $r = r_s$ انتقال به سرخ بی‌نهایت می‌شود، به طوری که جسم ناپدید خواهد شد! وقتی جسم از شعاع شوارتس شیلد گذشت، ناظر خارجی نمی‌تواند هیچگونه اطلاعاتی درباره آن بدست آورد. به این دلیل، شعاع شوارتس شیلد را اغلب افق رویداد می‌گویند و هیچ ناظر خارجی نمی‌تواند فراتر از این افق را مشاهده کند [2].

رفتار جسم در حال سقوط در r_s متفاوت است. در هر لحظه پیش از عبور از r_s ، جسم می‌تواند روند سقوطی خود را معکوس کند و از کشش گرانشی M ، مثلاً با شلیک‌هایی بگریزد. اما وقتی از r_s گذشت، دیگر هیچ راه گریزی وجود ندارد. در داخل محدوده r_s ، سرعت فرار از سرعت نور تجاوز می‌کند و هیچ چیز (حتی نور) نمی‌تواند از آن بگریزد، هیچ سفر و ارتباطی از داخل به دنیای خارج مجاز نیست. اما جسم در داخل محدوده r_s می‌تواند به اعمال نیروی گرانشی به اشیای خارج ادامه دهد، یا به زبان نسبیت عام، فضا زمان را در ماورای r_s خمیده کند.

چنانچه ذکر شد پیرامون سیاهچاله رویه‌ای ریاضی به نام افق رویداد تعریف می‌شود که هیچ چیزی پس از عبور از آن نمی‌تواند به بیرون برگردد و نقطه بدون بازگشت می‌باشد. صفت سیاه در نام سیاهچاله به این دلیل است که همه‌ی نوری که به افق رویداد آن راه می‌یابد را به دام می‌اندازد که این دقیقاً مانند مفهوم جسم سیاه در ترمودینامیک می‌باشد. مکانیک کوانتومی پیش بینی می‌کند که سیاهچاله‌ها مانند یک جسم سیاه با دمای متناهی از خود تابش‌های گرمایی گسیل می‌کنند. این دما با جرم سیاهچاله نسبت وارونه دارد و از این روی، مشاهده این تابش برای سیاهچاله‌های ستاره‌ای و بزرگتر دشوار است.

یافتن ستارگان نوترونی باعث شد تا وجود اجرام فشرده شده بر اثر رمبش گرانشی به‌عنوان یک

واقعیت امکان‌پذیر فیزیکی مورد علاقه‌ی دانشمندان قرار گیرد. جرم یک سیاهچاله پس از شکل‌گیری می‌تواند با دریافت جرم از پیرامونش افزایش یابد. با جذب ستارگان پیرامون و بهم پیوستن سیاهچاله‌های گوناگون، سیاهچاله‌های کلان جرم با جرم میلیون‌ها برابر خورشید تشکیل می‌شوند. همانطور که می‌دانیم سیاهچاله‌ها نتیجه‌ی معادلات انیشتین هستند و از آنجایی که نظریه‌ی ریسمان وجود گرانش را می‌پذیرد و شامل معادلات انیشتین نیز می‌شود پس وجود سیاهچاله‌ها را نیز می‌پذیرد. بحث سیاهچاله در بافت نظریه‌ی ریسمان موضوعی جالب برای مطالعه می‌باشد.

۲-۷ اصل هولوگرافی

این اصل که توسط خردارد تفت^۱ و لئونارد ساسکیند^۲ برای یک نظریه‌ی گرانشی کوانتومی ارائه گردید، بیان می‌کند که همه‌ی اطلاعات موجود در محدوده‌ای از فضا (یک حجم) را می‌توان به وسیله‌ی نظریه‌ای که بر روی مرز آن فضا یا به عبارتی یک سطح تعریف می‌شود، به دست آورد. به بیان واضحتر می‌توان اتفاقات داخل یک اتاق را با نظریه‌ای که بر روی دیواره‌های اتاق تعریف می‌شود، مدل‌سازی کرد. یعنی این اصل از نظر کمی و مفهومی مبتنی بر رابطه‌ی هاوکینگ-بکنشتاین است. بکنشتاین و هاوکینگ نشان دادند که سیاهچاله‌ها را می‌توان سیستم‌هایی از دما و آنتروپی در نظر گرفت و دما مستقیماً به تابش جسم سیاه مرتبط است، در حالی که آنتروپی آن از طریق رابطه زیر به جای اینکه به حجم سیاهچاله مربوط شود به سطح افق سیاهچاله مرتبط می‌شود [4].

$$S = \frac{A}{4G}$$

¹ Gerard 't Hooft

² Leonard Susskind

۸-۲ تناظر AdS/CFT

در این بخش با ذکر مثال‌ها و شکل‌های مختلف دو وجه AdS و CFT را توضیح می‌دهیم. تناظر AdS/CFT روش بسیار مفیدی برای مطالعه سیستم‌های همبسته قوی است، در این سیستم‌ها نمی‌توان از روش‌های اختلالی برای مسائلی که دارای ثابت جفت شدگی قوی هستند استفاده کرد.

AdS فضایی به نام پادوسیته است و مربوط به ریسمان‌های بسته و گرانش می‌باشد و CFT نظریه میدان همدیس می‌باشد که در مرز فضا-زمان AdS زندگی می‌کند و مربوط به ریسمان‌های باز می‌باشد. تبدیل همدیس نوعی تبدیل است که شامل تبدیلات مقیاس، انتقال، دوران و لورنتس می‌باشد و به آن گروه تقارنی همدیس گفته می‌شود. از نظر فیزیکی همدیس به معنای این است که مقیاس انرژی نداریم، یعنی فیزیک مسأله در انرژی‌های کم و زیاد بدون تغییر باقی می‌ماند. تناظر AdS/CFT از دو توصیف مختلف شامه‌ها به دست آمده است. در این بخش سعی می‌کنیم با ارایه این دو توصیف این تناظر را درک کنیم.

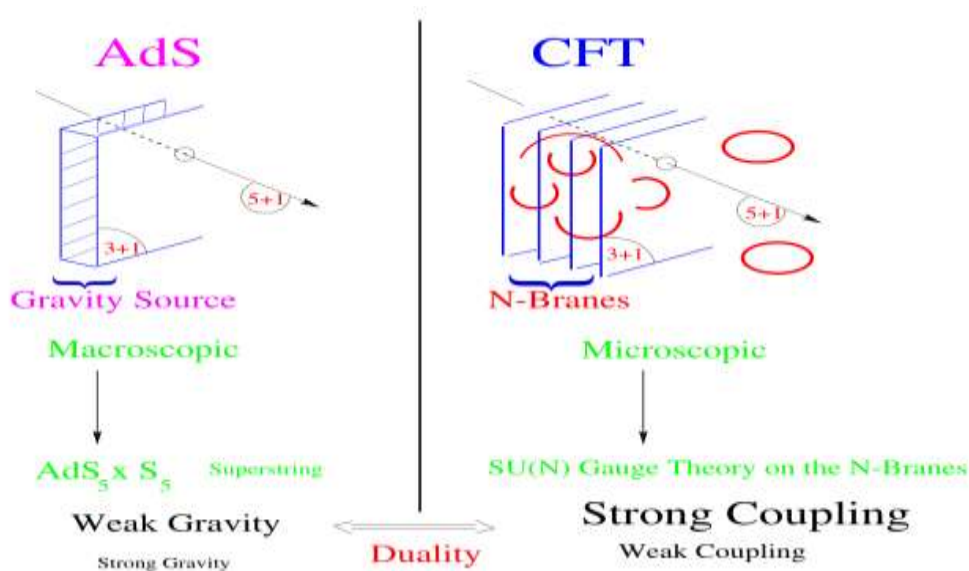
در توصیف اول از دید شامه نگاه می‌کنیم. در این دیدگاه برانگیختگی‌های شامه‌ها، ریسمان‌های بازی هستند که بر روی آنها زندگی می‌کنند و ریسمان‌های بسته بیرون از این شامه‌ها منتشر می‌شوند. ریسمان‌های باز و بسته می‌توانند با هم برهم‌کنش داشته باشند و در واقع این ریسمان‌ها همان ذرات هستند مثلاً ریسمان باز مانند فوتون یا گلوئون و ریسمان‌های بسته مانند گراویتون‌ها می‌باشند و این توصیف از شامه‌ها در حد انرژی‌های پایین معادل با نظریه یانگ-میلز با بیشترین ابرتقارن $N=4$ با گروه $SU(N_C)$ در فضا-زمان چهار بعدی می‌باشد.

توصیف دوم از دیدگاه ریسمان‌های بسته می‌باشد. در هندسه فضا-زمان تنها ریسمان‌های بسته

منتشر می‌شوند و در این توصیف ریسمان‌های باز وجود خارجی ندارند و شامه‌ها فضای AdS را بوجود می‌آورند. حد انرژی پایین این توصیف با نظریه ابرریسمان نوع IIB معادل است. شکل 2-6 به خوبی این دو دیدگاه را نشان می‌دهد. در شکل سمت راست مربوط به نظریه میدان همدیس می‌باشد که از دید میکروسکوپی به سیستم نگاه می‌کند که دارای ریسمان‌های باز و بسته (در واقع همان ذرات) است که در روی شامه یا اطراف شامه‌ها قرار دارند. در سمت چپ از دید ماکروسکوپی به سیستم نگاه می‌کند که شامه‌ها فضای AdS را بوجود آورده‌اند. همان‌طور که ملاحظه می‌شود جفت شدگی قوی در CFT معادل با گرانش ضعیف در AdS می‌باشد. از دو توصیف نتیجه می‌گیریم که:

{نظریه ابرتقارن یانگ-میلز N=4 با گروه $SU(N_c)$ } = {نظریه ریسمان نوع IIB}

$$\{AdS_5 * S^5\}$$

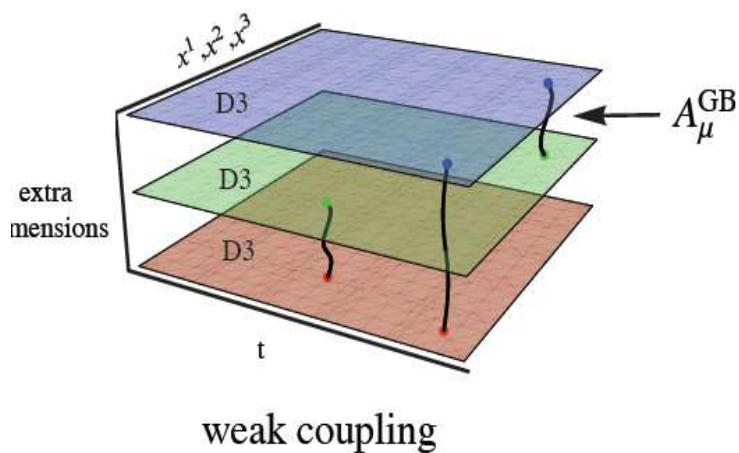


شکل 2-6- نمایی از تناظر بین فضای آنتی دو سیته و نظریه میدان همدیس.

در بخش بعد نشان می‌دهیم که شامه‌ها چطور فضای AdS را می‌سازند [4].

۹-۲ فضای AdS

ابتدا یک مجموعه از N شامه‌ی سه بعدی موازی را در فضا-زمان ده بعدی در نظر می‌گیریم. نظریه ریسمان روی این زمینه، شامل مدهای ریسمان باز و ریسمان‌های بسته است. ریسمان‌های بسته برانگیختگی‌های فضای تهی هستند و ریسمان‌های باز روی انتهای شامه‌ها، مدهای برانگیخته‌ی شامه‌ها را توصیف می‌کنند. ریسمان‌های باز می‌توانند بین دو شامه متصل باشند در شکل ۷-۲ نشان داده شده است که چگونه یک ریسمان باز می‌تواند به دو یا سه شامه موازی متصل شود. در این حالت برهم‌کنش بین شامه‌ها ضعیف می‌باشد و فضای اطراف آن فضای ده بعدی مینکوفسکی است.



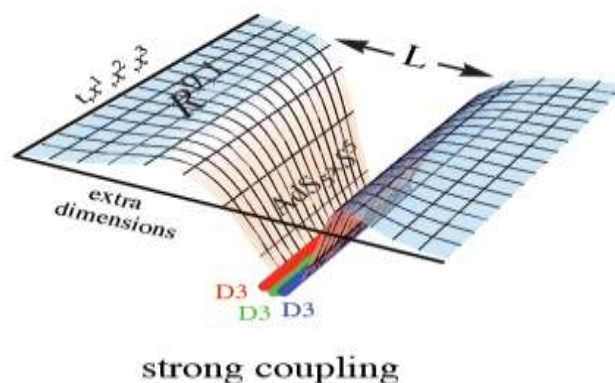
شکل ۷-۲- تصویری از برهم‌کنش ضعیف بین شامه‌ها

چنانچه طول ریسمان به سمت صفر میل کند آن‌گاه شامه‌ها روی هم واقع می‌شوند و جرم آن

بسیار سنگین می‌شود و برهم‌کنش بین آن‌ها زیاد می‌شود و باعث خمیدگی فضا می‌شوند و در اطراف خود فضای AdS را بوجود می‌آورند و ریسمان‌های بسته در فضا منتشر می‌شوند و این فضا را فضای آنتی دوسیتیه می‌نامند. شکل ۲-۸ چگونگی تشکیل فضای AdS را نشان می‌دهد.

جواب های متقارن معادله میدان اینشتین با ثابت کیهان شناسی λ به صورت زیر می‌باشد:

(۱) اگر $\lambda < 0$ باشد، فضا - زمان پنج بعدی آنتی دوسیتیه (AdS) می‌باشد.



شکل ۲-۸- تصویری از برهم‌کنش قوی بین شامه‌ها

و ایجاد فضای آنتی دوسیتیه

(۲) اگر $\lambda > 0$ باشد، فضا-زمان پنج بعدی دوسیتیه (ds) را خواهیم داشت.

(۳) اگر $\lambda = 0$ باشد، فضا-زمان چهار بعدی مینکوفسکی است.

فضا-زمان ده بعدی به شکل $S^5 * AdS_5$ می‌باشد که S^5 ابر کره‌های پنج بعدی فشرده هستند و پنج بعد دیگر آن در فضای غیر فشرده آنتی دوسیتیه AdS_5 قرار دارد. این فضای پنج بعدی دارای سه بعد مکانی، یک بعد زمانی و یک بعد هولوگرام یا بعد شعاعی می‌باشد. ما برای سادگی کار در برخی از مسأله‌ها فقط متریک AdS_5 را می‌نویسیم زیرا در جهت فشرده‌گی حرکتی نداریم.

به علت اینکه تناظر در حد انرژی پایین است باید حد انرژی‌های پایین را مورد بررسی قرار دهیم.

در این حالت، هنگامی که طول ریسمان به سمت صفر میل می‌کند فقط مدهای ریسمان بدون جرم برانگیخته می‌شود و حالت‌های سنگین ریسمان‌های باز، روی شامه‌ها قابل دسترسی نیستند. بنابراین فیزیک روی شامه‌ها بوسیله میدان‌های بدون جرم یانگ-میلز $U(N)$ کنترل می‌شود. ریسمان‌های بسته که روی تمام فضا-زمان منتشر می‌شوند، آزاد می‌شوند و در این حد ریسمان‌های بسته با هم برهم‌کنش ندارند زیرا طبق معادله گرانش ده بعدی انیشتین $G^{(10)} = g^2 \alpha'^4$ میدان گرانش به سمت صفر میل می‌کند در نتیجه ریسمان‌های بسته با هم برهم‌کنش نخواهند داشت.

برای داشتن بیشترین تقارن همدیس فرض می‌کنیم که نظریه میدان d بعدی می‌تواند ریسمان یا نظریه گرانشی $(d+1)$ را توصیف کند و متریک $(d+1)$ بعدی با تقارن پوانکاره d بعدی سازگار می‌باشد و می‌توان نوشت:

$$ds^2 = \Omega^2(z) [-dt^2 + dx_i^2 + dz^2] \quad (۳-۲)$$

که Z در جهت بعد اضافی می‌باشد. به علت تقارن انتقال در جهت‌های t, \vec{x} ، فاکتور $\Omega(z)$ فقط وابسته به Z می‌باشد و اگر نظریه میدان، همدیس باشد می‌توان فاکتور $\Omega(z)$ را تعیین کرد و بطور همدیسی نظریه ناورداست و تحت مقیاس زیر هم ناوردا می‌ماند.

$$(t, \vec{x}) = C(t, \vec{x}) \quad (۴-۲)$$

C ثابت است و برای نظریه گرانشی برای توصیف چنین نظریه میدانی فرمول بندی شده است. متریک $(۳-۲)$ را با توجه به تقارن مقیاسی $(۴-۲)$ و مقیاس مختصات Z یعنی $Z \rightarrow CZ$ را باید به

صورت همزمان اعمال کنیم. زیرا Z نمایشگر مقیاس طول در نظریه مرزی می‌باشد. در نتیجه مقیاس $\Omega(z)$ به صورت زیر می‌باشد.

$$\Omega(z) = C^{-1} \Omega(z) \quad (5-2)$$

و بطور یکتا می‌توان تعیین کرد:

$$\Omega(z) = \frac{R}{z} \quad (6-2)$$

که R شعاع AdS و متریک (۳-۲) را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$ds^2 = \frac{R^2}{z^2} (-dt^2 + dx_i^2 + dz^2) \quad (7-2)$$

تقارن پوانکاره و مقیاس (۴-۲) یک نظریه میدان همدیس در d بعد می‌باشد و همچنین تحت تبدیل همدیس خاصی ناورداست که مجموعاً به شکل گروه همدیس $SO(2,d)$ می‌باشد.

۱۰-۲ نگاهی کوتاه بر مکانیک لاگرانژی^۱

لاگرانژی L یک سیستم توسط رابطه‌ی زیر تعریف می‌شود:

$$L = T - V \quad (8-2)$$

که در آن T انرژی جنبشی سیستم و V نیز انرژی پتانسیل آن می‌باشد.

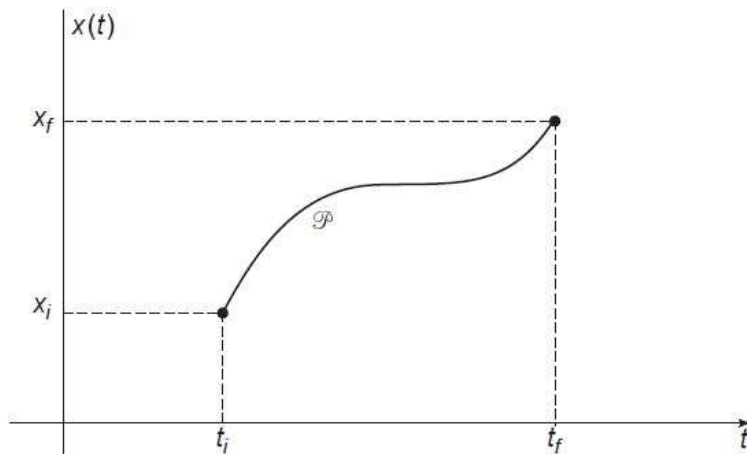
برای یک تک ذره به جرم m که در جهت محور x تحت تابع پتانسیل مستقل از زمان $V(x)$ قرار دارد، لاگرانژی غیر نسبیتی به فرم زیر می‌باشد:

$$L(t) = \frac{1}{2} m (\dot{x}(t))^2 - V(x(t)) \quad , \quad \dot{x}(t) \equiv \frac{dx(t)}{dt} \quad (9-2)$$

¹ Lagrangian mechanics

در اینجا تأکید می‌کنیم که لاگرانژی بالا به طور ضمنی تابع زمان می‌باشد اما هیچ جمله‌ای که به طور صریح وابسته به زمان باشد را در خود ندارد تأکید می‌کنیم که لاگرانژی بالا به طور ضمنی تابع زمان می‌باشد اما هیچ جمله‌ای که به طور صریح وابسته به زمان باشد را در خود ندارد. تمام وابستگی زمانی آن از وابستگی زمانی مکان $x(t)$ نشأت می‌گیرد.

حال کنش S را به صورت $S = \int_{t_i}^{t_f} \int_{x_i}^{x_f} L dx dt$ تعریف می‌کنیم. که در این رابطه P یک مسیر^۱ بین نقطه‌ی اولیه‌ی x_i در زمان t_i و نقطه‌ی نهایی x_f در زمان $t_f > t_i$ می‌باشد. مسیر مورد نظر در شکل ۲-۹ نشان داده شده است.



شکل ۲-۹- مسیر حرکت ذره بین دو نقطه‌ی x_i و x_f

برای هر مسیر $x(t)$ کنش به صورت زیر تعریف می‌باشد:

$$S[x] = \int_{t_i}^{t_f} \left\{ \frac{1}{2} m (\dot{x}(t))^2 - V(x(t)) \right\} dt \quad (2-10)$$

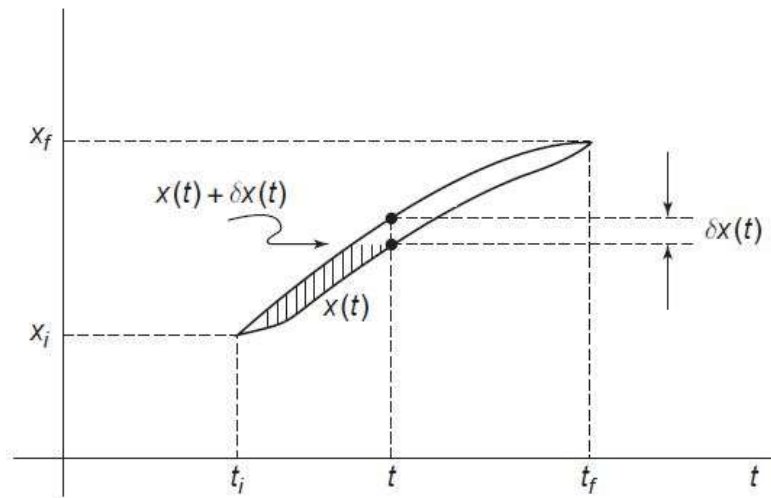
نکته‌ی بسیار مهم این است که کنش S برای هر مسیر $x(t)$ می‌تواند محاسبه شود و نه فقط برای مسیرهای حرکت فیزیکی واقعی. پس اگر مسیرهایی را پیدا کنیم که از نظر فیزیکی باشند

¹ path

می‌توانیم ابزار بسیار قدرتمندی در دست داشته باشیم.

اصل هامیلتونی بیان می‌دارد که برای مسیر واقعی که سیستم آن را طی می‌کند کرنش ثابت می‌باشد.

وردش^۱ $x(t)$ به مقدار $x(t) + \delta x(t)$ که در شکل ۱۰-۲ نشان داده شده است را در نظر بگیرید. برای این وردش $x_i = x(t_i)$ و $x_f = x(t_f)$ ، پس در طی این وردش سیستم در نقاط x_i و x_f تغییر نمی‌کند، بنابراین در این نقاط خواهیم داشت:

$$\delta x(t_i) = \delta x(t_f) = 0$$


شکل ۱۰-۲- سیستم تحت وردش $x(t) + \delta x(t)$

حال کنش $S[x + \delta x]$ را برای این وردش $x(t) + \delta x(t)$ محاسبه میکنیم.

$$\begin{aligned}
 S[x + \delta x] &= \int_{t_i}^{t_f} \left\{ \frac{1}{2} m \left(\frac{d}{dt} (x(t) + \delta x(t)) \right)^2 - V((x(t) + \delta x(t))) \right\} dt \\
 &= S[x] + \int_{t_i}^{t_f} \left\{ \frac{1}{2} m \dot{x}(t) \frac{d}{dt} \delta x(t) - V'(x(t)) \delta x(t) \right\} dt + O((\delta x(t))^2) \quad (11-2)
 \end{aligned}$$

¹ variation

که سمت راست معادله بالا را بر حسب سری تیلور^۱ حول $x(t)$ بسط دادیم. با توجه به معادله (۲)-۲-۱۱ خواهیم دید که δS به صورت زیر می‌باشد:

$$\delta S = \int_{t_i}^{t_f} \left\{ \frac{1}{2} m \dot{x}(t) \frac{d}{dt} \delta x(t) - V'(x(t)) \delta x(t) \right\} dt \quad (12-2)$$

برای به دست آوردن معادلات حرکت، δS بایستی به فرم $\int dt \delta x(t) \{ \dots \}$ باشد. با استفاده از انتگرال گیری جزء به جزء به این هدفمان می‌رسیم. بنابراین:

$$\delta S = \int_{t_i}^{t_f} \left\{ \frac{d}{dx} m \dot{x}(t) \delta x(t) - m \ddot{x}(t) \delta x(t) - V'(x(t)) \delta x(t) \right\} dt \quad (13-2)$$

$$= m \dot{x}(t_f) \delta x(t_f) - m \dot{x}(t_i) \delta x(t_i) + \int_{t_i}^{t_f} \delta x(t) (-m \ddot{x}(t) - V'(x(t))) dt$$

با توجه به اینکه $x_i = x(t_i)$ و $x_f = x(t_f)$ و $\delta x(t)$ مقدار زیر کاهش می‌یابد:

$$\delta S = \int_{t_i}^{t_f} \delta x(t) (-m \ddot{x}(t) - V'(x(t))) dt \quad (14-2)$$

با توجه به اینکه δS باید برای هر $\delta x(t)$ صفر شود پس:

$$\delta S = 0 \quad \rightarrow \quad m \ddot{x}(t) = -V'(x(t)) \quad (15-2)$$

که این معادله همان قانون دوم نیوتون برای حرکت یک ذره تحت پتانسیل می‌باشد.

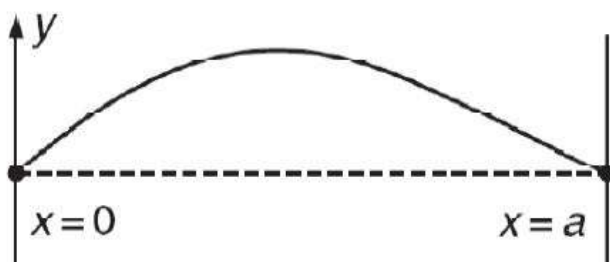
۲-۱۱ کنش ریسمان غیرنسبیتی^۲

حال ریسمانی با چگالی جرم ثابت μ_0 و کشش ثابت T_0 را در نظر بگیرید که در بین دو نقطه‌ی

¹ Taylor series

² Non Relativistic String Action

شکل ۱۱-۲) $x=0$ و $x=a$ در امتداد محور x ها کشیده شده است. با توجه به لاگرانژی که در قسمت قبل توضیح داده شد به دو انرژی جنبشی و پتانسیل نیاز داریم. ابتدا جمله‌ی مربوط به انرژی جنبشی را می‌نویسیم. با توجه به اینکه حرکت ریسمان عرضی است، انرژی جنبشی تنها شامل سرعت در جهت y می‌باشد، در نتیجه :



شکل ۱۱-۲ - ریسمان قرار گرفته بین دو نقطه‌ی $x=0$ و $x=a$

$$dT = \frac{1}{2} dm V^2 = \frac{1}{2} \mu_0 dx \left(\frac{\partial y}{\partial t} \right)^2 \Rightarrow T = \int_0^a \frac{1}{2} \mu_0 \left(\frac{\partial y}{\partial t} \right)^2 dx \quad (۱۶-۲)$$

انرژی پتانسیل کار لازم برای کشیدن ریسمان می‌باشد. قسمت‌های بی‌نهایت کوچک از ریسمان را در نظر بگیرید که بین دو نقطه‌ی $(x, 0)$ و $(x + dx, 0)$ هنگامی که ریسمان در تعادل است بسط داده شده باشد. حال اگر همین حالت را بر روی محور y داشته باشیم، آنگاه طول Δl به صورت زیر می‌باشد:

$$\Delta l = \sqrt{(dx)^2 + (dy)^2} - dx = dx \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)^2} - 1 \right) \approx dx \frac{1}{2} \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)^2 \quad (۱۷-۲)$$

$$dW = dV = T_0 \cdot \Delta l = T_0 \frac{dx}{2} \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)^2 \quad (۱۸-۲)$$

در نتیجه:

$$V = \int_0^a T_0 \frac{dx}{2} \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)^2 \quad (19-2)$$

از (16-2) و (19-2) نتیجه می‌گیریم که :

$$L = T - V = \int_0^a \left(\frac{\mu_0}{2} \left(\frac{\partial y}{\partial t} \right)^2 - \left(\frac{T_0}{2} \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)^2 \right) \right) dx \quad (20-2)$$

و کنش این ریسمان به صورت زیر می‌باشد:

$$L = \int_0^a \mathcal{L} dx \Rightarrow \mathcal{L} \left(\frac{\partial x}{\partial t}, \frac{\partial y}{\partial x} \right) = \frac{1}{2} \mu_0 \left(\frac{\partial y}{\partial t} \right)^2 - \frac{1}{2} T_0 \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)^2 \quad (21-2)$$

وردش S را محاسبه کرده و مساوی صفر قرار می‌دهیم

$$y(t, x) \rightarrow y(t, x) + \delta y(t, x) \Rightarrow \delta S = 0.()$$

با جایگزین کردن $y + \delta y$ در کنش و صرف نظر از جملات $(\delta y)^2$ داریم:

$$\delta S = \int_{t_f}^{t_i} dt \int_0^a \left[\mu_0 \frac{\partial y}{\partial t} \frac{\partial(\delta y)}{\partial t} - T_0 \frac{\partial y}{\partial x} \frac{\partial(\delta y)}{\partial x} \right] dx \quad (22-2)$$

انتگرال بالا را با استفاده از روش جزء به جزء به صورتی می‌نویسیم که بتوان از δy فاکتور گرفت.

$$\delta S = \int_{t_f}^{t_i} dt \int_0^a \left[\mu_0 \left(\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial y}{\partial t} \delta y \right) - \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \delta y \right) - T_0 \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial y}{\partial x} \delta y \right) - \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \delta y \right) \right] dx \quad (23-2)$$

جملات بالا که زیر آن‌ها خط کشیده شده است صفر می‌شوند. اولین جمله‌ی مشخص شده به

این خاطر صفر می‌شود که در نقاط مرزی ابتدایی و انتهایی $\delta y(t_i, t_f)$ صفر است و جمله‌ی دوم

نیز با توجه به اینکه با شرایط مرزی دیریکله δy و با شرایط مرزی نیومن $\frac{\partial y}{\partial x}$ صفر می‌باشند، صفر

است. اکنون با صفر قرار دادن δS معادله‌ی حرکت به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - \frac{T_0}{\mu_0} \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = 0 \quad (24-2)$$

۱۲-۲ کنش ذره نسبیتی^۱

حال در این بخش قصد داریم که کنش یک تک ذره‌ی نسبیتی را بدست آورده و سپس معادله‌ی حرکت آن را با صفر قرار دادن وردش به دست آوریم.

همانطور که می‌دانیم بعد کنش به صورت (انرژی*زمان) می‌باشد. اما ما باید به جای انرژی و زمان چه کمیت‌هایی قرار دهیم تا کنش ذره‌ی نسبیتی ناوردای لورنتس باشد. با توجه به اینکه $\frac{ds}{c}$ زمان ویژه^۲ و mc^2 انرژی حالت سکون^۳ ذره، هر دو ناوردای لورنتس می‌باشند پس:

$$S \propto mc^2 \frac{ds}{c} \Rightarrow S \propto mc ds \Rightarrow S = mc \int - ds \quad (25-2)$$

علامت منفی به این دلیل است که هنگامی که می‌خواهیم کنش ریسمان نسبیتی را محاسبه کنیم در حالتی که انرژی جنبشی $V, (T=0)$ باید مثبت به دست آید. متریک و تانسور آن عبارتند از:

$$ds^2 = -\eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad \eta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (26-2)$$

از آنجایی که فضا- زمان تخت است، تانسور متریک به مختصات فضا-زمان بستگی ندارد. اگر فضا - زمان خمیده باشد، در این صورت تانسور متریک به مختصه‌های فضا زمان بستگی دارد و تابعی از آنها می‌باشد. اگر جهان خط ذره را با پارامتر τ پارامتریزه کنیم:

$$ds^2 = -\eta_{\mu\nu} \frac{dx^\mu}{d\tau} \frac{dx^\nu}{d\tau} (d\tau)^2 \Rightarrow ds = \sqrt{-\eta_{\mu\nu} \frac{dx^\mu}{d\tau} \frac{dx^\nu}{d\tau}} d\tau \quad (27-2)$$

¹ Relativistic Particle Action

² Proper Time

³ Rest Energy

$$S = -mc \int ds = -mc \int \sqrt{-\eta_{\mu\nu} \frac{dx^\mu}{d\tau} \frac{dx^\nu}{d\tau}} d\tau \quad (28-2)$$

از طرفی وردش کرنش به صورت $\delta S = -mc \int \delta ds$ می‌باشد.

و با استفاده از متریک داریم:

$$ds^2 = -\eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \Rightarrow 2ds\delta(ds) = -\eta_{\mu\nu} \delta(dx^\mu) dx^\nu - \eta_{\mu\nu} dx^\mu \delta(dx^\nu) \quad (29-2)$$

چون ماتریس $\eta_{\mu\nu}$ با جابه‌جایی اندیس‌های (ν, μ) بدون تغییر باقی می‌ماند:

$$\delta ds = -\eta_{\mu\nu} \delta(dx^\mu) \frac{dx^\nu}{ds} \quad (30-2)$$

با پارامتریزه کردن مسیر جهان خط ذره با τ :

$$\delta ds = -\eta_{\mu\nu} \frac{\delta(dx^\mu)}{d\tau} \frac{dx^\nu}{ds} d\tau \quad (31-2)$$

در نتیجه با قرار دادن رابطه بالا در رابطه (29-2)، خواهیم داشت:

$$\delta S = +mc \int_{\tau_i}^{\tau_f} \eta_{\mu\nu} \frac{\delta(dx^\mu)}{d\tau} \frac{dx^\nu}{ds} d\tau \quad (32-2)$$

با استفاده از روش جزء‌به‌جزء خواهیم داشت که:

$$\delta S = mc \int_{\tau_i}^{\tau_f} \left\{ \eta_{\mu\nu} \frac{d}{d\tau} \left(\delta x^\mu \frac{dx^\nu}{ds} \right) - \eta_{\mu\nu} \delta x^\mu \frac{d}{d\tau} \left(\frac{dx^\nu}{ds} \right) \right\} d\tau \quad (33-2)$$

$$\delta S = \underline{mc \eta_{\mu\nu} \delta x^\mu \frac{dx^\nu}{ds}} - mc \int_{\tau_i}^{\tau_f} \eta_{\mu\nu} \delta x^\mu \frac{d}{d\tau} \left(\frac{dx^\nu}{ds} \right) d\tau \quad (34-2)$$

جمله‌ای که با خط زیر آن مشخص شده است صفر می‌شود چون وردش x^μ در نقاط ابتدایی و

انتهایی صفر است. در نتیجه:

$$\delta S = -mc \int_{\tau_i}^{\tau_f} \eta_{\mu\nu} \delta x^\mu \frac{d}{d\tau} \left(\frac{dx^\nu}{ds} \right) d\tau \quad (35-2)$$

با مساوی صفر قرار دادن δS معادله حرکت بدست می‌آید [4],[5],[6]:

$$\delta S = 0 \Rightarrow \frac{d}{d\tau} \left(mc \frac{dx^\nu}{ds} \right) = 0 \Rightarrow \frac{d}{d\tau} P^\tau = 0 \quad (36-2)$$

۱۳-۲ کنش ریسمان نسبیتی^۱

در کنش ذره‌ی نسبیتی دیدیم که کنش متناسب با طول ویژه‌ی ذره در مسیر جهان خط آن ذره است. حال اگر تحول زمانی ریسمان را در نظر بگیریم، ریسمان در حین تحول زمانی خود در فضای هدف مسیری از خود برجای می‌گذارد که به آن جهان سطح می‌گوییم. اگر ریسمان باز باشد جهان سطح یک سطح غیر بسته است، ولی در صورتی که ریسمان بسته باشد جهان سطح آن نیز، سطحی بسته را تشکیل می‌دهد. با مقایسه‌ی این مورد با ذره‌ی نسبیتی می‌توان به نتایج زیر رسید:

(۱) کنش ریسمان نسبیتی باید با ویژه سطح آن متناسب باشد.

(۲) با توجه به وابستگی کنش با ویژه سطح، باید ضریبی با دیمانسیون عکس طول در کنش ضرب شود تا دیمانسیون آن حفظ شود.

کنشی که با این ویژگی‌ها برای ریسمان نسبیتی به دست می‌آید، اولین بار توسط نامبو و گوتو بدست آمد و به کنش نامبو-گوتو^۲ معروف است. برای نوشتن کنش ابتدا ویژه سطح را در جهان سطح واقع در فضای هدف بدست می‌آوریم و سپس کنش را می‌نویسیم.

¹ Relativistic String Action

² Nambu-Goto Action

$$dA = |d\vec{v}_1 \times d\vec{v}_2| = |d\vec{v}_1| |d\vec{v}_2| \sin \theta = \sqrt{dv_1^2 dv_2^2 - dv_1^2 dv_2^2 \cos^2 \theta} \quad (37-2)$$

$$dA = \sqrt{(\vec{dv}_1 \cdot \vec{dv}_1)(\vec{dv}_2 \cdot \vec{dv}_2) - (\vec{dv}_1 \cdot \vec{dv}_2)^2} \quad (38-2)$$

اگر جهان سطح را با σ, τ پارامتریزه کنیم:

$$\begin{cases} \vec{dv}_1 = \frac{\partial \vec{x}}{\partial \sigma} d\sigma \\ \vec{dv}_2 = \frac{\partial \vec{x}}{\partial \tau} d\tau \end{cases} \quad (39-2)$$

$$dA = d\sigma d\tau \sqrt{\left(\frac{\partial \vec{x}}{\partial \sigma} \cdot \frac{\partial \vec{x}}{\partial \sigma}\right) \left(\frac{\partial \vec{x}}{\partial \tau} \cdot \frac{\partial \vec{x}}{\partial \tau}\right) - \left(\frac{\partial \vec{x}}{\partial \sigma} \cdot \frac{\partial \vec{x}}{\partial \tau}\right)^2} \quad (40-2)$$

با توجه به اینکه جمله‌ی دوم زیر رادیکال بیشتر از جمله‌ی اول آن است، پس برای مثبت شدن

زیر رادیکال باید جای جملات را عوض کنیم. چون دیمانسیون dA دیمانسیون سطح است، پس

باید کمیتی در کنش ضرب شود تا دیمانسیون کنش (زمان * انرژی) شود. این عبارت $\frac{T_0}{c}$ خواهد بود

که T_0 کشش ریسمان و c سرعت نور است.

$$[T_0] = \frac{ML}{T^2}, [c] = \frac{L}{T} \Rightarrow \left[\frac{T_0}{c}\right] = \frac{M}{L} \Rightarrow \frac{M}{L} \times L^2 = \frac{ML^2}{T^2} \times T = \text{Energy} \times \text{Time} \quad (41-2)$$

در نتیجه کشش ریسمان نسبیتی عبارت است از:

$$S = -\frac{T_0}{c} \int_{\tau_i}^{\tau_f} d\tau \int_0^{\sigma_1} d\sigma \sqrt{\left(\frac{\partial \vec{x}}{\partial \sigma} \cdot \frac{\partial \vec{x}}{\partial \sigma}\right)^2 - \left(\frac{\partial \vec{x}}{\partial \sigma} \cdot \frac{\partial \vec{x}}{\partial \tau}\right) \left(\frac{\partial \vec{x}}{\partial \tau} \cdot \frac{\partial \vec{x}}{\partial \tau}\right)} \quad (42-2)$$

با انتخاب ایستا^۱ ($\sigma = r, \tau = t$) کنش نامبو گوتو به صورت زیر خواهد بود:

$$S = -\frac{T_0}{c} \int dt \int dr \sqrt{\left(\vec{\dot{x}} \cdot \vec{x}'\right)^2 - \dot{x}^2 x'^2} \quad (۴۳-۲)$$

۱۴-۲ معادلات حرکت ریسمان^۲

حال با توجه به کنش ریسمان نسبیتی نامبو گوتو که در قسمت قبل به دست آوردیم، می‌خواهیم که با صفر کردن وردش کنش معادلات حرکت ریسمان نسبیتی را بدست آوریم:

$$S = -\frac{T_0}{c} \int dt \int dr \sqrt{\left(\vec{\dot{x}} \cdot \vec{x}'\right)^2 - \dot{x}^2 x'^2}$$

$$J = -\frac{T_0}{c} \sqrt{\left(\vec{\dot{x}} \cdot \vec{x}'\right)^2 - \dot{x}^2 x'^2} \Rightarrow S = \int \int J d\sigma d\tau \quad (۴۴-۲)$$

$$J = J(\dot{x}^\mu, x'^\mu) \Rightarrow \delta J = \frac{\partial J}{\partial \dot{x}^\mu} \delta \dot{x}^\mu + \frac{\partial J}{\partial x'^\mu} \delta x'^\mu = \frac{\partial J}{\partial \dot{x}^\mu} \frac{\partial}{\partial \tau} \delta x^\mu + \frac{\partial J}{\partial x'^\mu} \frac{\partial}{\partial \sigma} \delta x^\mu \quad (۴۵-۲)$$

با صفر کردن وردش و استفاده از روش جزء به جزء داریم:

$$\delta S = \int d\tau d\sigma \left\{ \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\partial J}{\partial \dot{x}^\mu} \delta x^\mu \right) - \frac{\partial^2 J}{\partial \tau \partial \dot{x}^\mu} \right\} + \int d\tau d\sigma \left\{ \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\partial J}{\partial x'^\mu} \delta x^\mu \right) - \frac{\partial^2 J}{\partial x'^\mu \partial \sigma} \right\} \quad (۴۶-۲)$$

به دلیل صفر شدن وردش در نقاط ابتدا و انتها، جمله اول در رابطه‌ی بالا صفر می‌شود:

$$\delta S = \int_{\tau_i}^{\tau_f} d\tau \left(\delta x^\mu \frac{\partial J}{\partial x'^\mu} \right) - \int_{\tau_i}^{\tau_f} d\tau \int_0^{\sigma_1} d\sigma \delta x^\mu \left(\frac{\partial^2 J}{\partial \tau \partial \dot{x}^\mu} + \frac{\partial J}{\partial x'^\mu} \delta x^\mu \right) \quad (۴۷-۲)$$

با برقراری شرط مرزی دیریکله یا نیومن، جمله‌ی زیر خط دار صفر می‌شود. در نتیجه:

$$\delta S = 0 \Rightarrow \frac{\partial P_\mu^\tau}{\partial \tau} + \frac{\partial P_\mu^\sigma}{\partial \sigma} = 0 \Rightarrow P_\mu^\tau = \frac{\partial J}{\partial \dot{x}^\mu}, P_\mu^\sigma = \frac{\partial J}{\partial x'^\mu} \quad (۴۸-۲)$$

^۱ Static Gauge

^۲ Relativistic String Equations of Motion

اتلاف انرژی کوارک سنگین متحرک در ابرپلاسمای یانگ میلز

❖ مقدمه

❖ برخورد دهنده‌ی یون‌های سنگین نسبیتی

❖ تئوری ابر تقارنی یانگ میلز

❖ مدلی ساده و نقطه‌ی شروع

❖ خلاصه‌ی نتایج

❖ دینامیک ریسمان‌های باز در زمینه‌ی سیاهچاله

❖ اضافه کردن یک سیاهچاله

❖ معادله‌ی حرکت ریسمان

❖ جواب‌های کوارک منفرد

❖ حرکت ریسمان‌های مستقیم

❖ حرکت ریسمان‌های انحنادار

۳-۱ مقدمه

اتلاف انرژی کوارک سنگین متحرک در یک پلاسمای داغ به هر دو جنبه ی تئوری و عملی مربوط می شود. یک ذره ی پراثری در محیط گرمایی مثالی از یک سیستم اتلاfi غیر تعادلی می باشد. انرژی ذره در محیط اطراف تلف خواهد شد که در این حالت نیروی کشش موثر بر حرکت ذره را نشان خواهد داد. مکانیزم غالب اتلاف انرژی در پلاسمای کوارک - گلوئون با ثابت جفت شدگی ضعیف، برخوردهای دو جسمی کوارک های گرمایی، گلوئون ها و تابش ترمزی گلوئون ها می باشد که این مکانیزم غالب به تندی کوارک ها وابسته می باشد. بررسی ها وقتی که ثابت جفت شدگی قوی است بسیار جالب توجه است. [17]

۳-۲ برخورد دهنده ی یون های سنگین نسبیتی^۱

تمرکز مطالعات قبلی بر روی آهنگ اتلاف انرژی برای ذره ی باردار متحرک در یک پلاسمای پایه ی تخمین های جفت شدگی ضعیف، اختلالی بود اما در اینجا می خواهیم تا این دینامیک را در پلاسمای با ثابت جفت شدگی قوی بررسی کنیم .

موضوع اتلاف انرژی برای یک کوارک در پلاسمای غیر آبله با ثابت جفت شدگی قوی یکی از جالبترین موضوعات می باشد. در RHIC از برخورد هسته های طلا با انرژی ۲۰۰ GeV بر هر نوکلئون یک پلاسمای کوارک گلوئون با ثابت جفت شدگی قوی تولید می شود. در لحظات اولیه ی این برخورد دما در حدود ۲۵۰ MeV و ثابت جفت شدگی قوی در حدود $\alpha_s = 0.5$ تخمین زده می شود.

¹ Heavy ion collisions

کوارک های افسون (که از طریق تولید مزون های D مشاهده شد) امکان چندین مشاهده‌ی مهم را فراهم کرده اند. یکی از این مشاهدات مهم در بر دارنده‌ی جریان بیضوی $v_2(p_t)$ می‌باشد، که اندازه‌ی همسانگردی سمتی را برای هادرون‌های تولید شده نسبت به صفحه‌ی برهمکنش نشان می‌دهد. اندازه‌گیری جریان‌های بیضوی قوی برای هادرون‌های سبک یکی از دلایل مهم اثبات این ادعا می‌باشد که پلاسمای کوارک - گلوئون تولید شده در برخوردنده‌ی RHIC عکس‌العملی شبیه به یک جریان ایده‌ال با مسیر آزاد میانگین کوچک دارد [24],[25].

از آنجایی که جرم کوارک افسون ($M=1.4\text{Gev}$) در مقایسه با دما بزرگ می‌باشد به سادگی انتظار داریم که کوارک‌های افسون خیلی دیرتر از کوارک‌های سبک به تعادل با محیط برسند. گرماپذیری کند کوارک‌های افسون باعث کاهش جریان بیضوی هادرون‌های افسون شده است، زیرا جریان‌های بیضوی در همان ابتدای برخورد گسترش می‌یابد که این نتایج وابسته به آهنگ اتلاف انرژی کوارک افسون می‌باشد. اثر مهم دیگری که به آهنگ اتلاف انرژی کوارک در پلازما حساس می‌باشد، اثر خاموشی جت است. در داخل گوی پلازما که از برخورد دو هسته‌ی سنگین تشکیل شده است، یک کوارک (یا آنتی کوارک) که از زوج کوارک - پادکوارک در نزدیکی مرکز گوی تولید شده، شانس کمتری برای رسیدن به انرژی کافی و شناسایی شدن نسبت به کوارکی که از یک زوج کوارک - پادکوارک در پلازما تشکیل شده به عنوان جت دارد. اما اگر کوارکی از یک زوج کوارک - پادکوارک در نزدیکی سطح گریز تشکیل شود در نتیجه کوارک‌های دیگر در جهت مخالف پس زده خواهند شد.

اگر آهنگ اتلاف انرژی برای پلازما به اندازه کافی بزرگ باشد آنگاه در حقیقت یک افت در تعداد جت‌ها مشاهده خواهیم کرد. کمیت مرتبط به این اثر، ضریب افت $R_{AA}(p_t)$ می‌باشد که این ضریب نسبت طیف مزون D در برخوردهای Au-Au به همان نسبت در برخوردهای کوارک -

کوارک می‌باشد.

۳-۳ تئوری ابر تقارنی یانگ میلز

در این پایان‌نامه محاسبه‌ای از آهنگ اتلاف انرژی برای کوارک‌های متحرک در پلاسمای ابر تقارنی یانگ میلز $N=4$ با ثابت جفت‌شدگی محدود توفت $1 \gg \lambda = g_{\text{ym}}^2 N_c$ و با تعداد زیاد رنگ‌ها $N_c \rightarrow \infty$ ارائه کرده‌ایم. دینامیک کوارک‌هایی که قصد مطالعه‌ی آن‌ها را داریم ذراتی بنیادی می‌باشند که با $N=4$ SYM و با جرم دلخواه معرفی شده‌اند. در حد N_c بزرگ میدان‌ها در نمایش بنیادی تأثیر قابل چشم‌پوشی بر ویژگی‌های پلاسمای دارند. می‌توان کوارک‌ها را به عنوان ذرات آزمونی در نظر گرفت که برای بررسی فرآیندهای دینامیکی در زمینه‌ی پلاسمای $N=4$ به کار گرفته می‌شوند. دلیل استفاده‌ی ما از پلاسمای ابر یانگ میلز $N=4$ کاملاً واضح و آن هم ساده تر بودن آن نسبت به QCD می‌باشد. به غیر از این روش هیچ روش مناسب و قابل کاربرد دیگری برای فرایندهای دینامیکی در نظریه‌های میدان کوانتومی با ثابت جفت‌شدگی قوی وجود ندارد.

زمان واهلش یا سرعت هم دمایی همانند آهنگ اتلاف انرژی کوارک سنگین متحرک نمی‌تواند به طور مستقیم از تابع همبستگی اقلیدسی به دست آید و در نتیجه در شبیه‌سازی شبکه مونت کارلو قابل محاسبه نمی‌باشد. اما برای مورد خاص نظریه‌ی ابر تقارنی یانگ میلز، AdS/CFT حالت‌هایی را که این نظریه دقیقاً معادل نظریه‌ی ریسمان نوع IIB است در یک زمینه‌ی گرانشی $AdS_5 \times S^5$ حدس می‌زند. در مقادیر N_c و λ بزرگ، این امکان وجود دارد که نظریه‌ی ریسمان به وسیله‌ی نظریه‌ی ابر گرانشی نوع کلاسیکی IIB تقریب زده شود. در این پایان‌نامه بالا رفتن دمای تئوری پیمان‌های با معرفی سیاه‌چاله (یا به عبارت دیگر یک سیاه‌غشاء) در مرکز AdS_5 متناظر می‌باشد. بر اساس لغتنامه‌ی AdS/CFT دمای هاوکینگ یک سیاه‌چاله همان دمای تئوری

پیمانه‌ای می‌باشد پس نظریه‌ی یانگ میلز با QCD یکی نیست.

مثلاً در دمای صفر درجه، خواص نظریه‌ی ابر تقارنی یانگ میلز به طور کامل با QCD متفاوت می‌باشد. نظریه‌ی ابر تقارنی یانگ میلز $N=4$ یک تئوری هم‌مدیس بدون هیچ طیف ذره یا ماتریسی می‌باشد، در حالی که QCD یک نظریه‌ی محبوسیت با تعبیر ذره‌ی محبوس می‌باشد. اما در دماهای غیر صفر (و دماهای به اندازه‌ی کافی بالا در مورد QCD) هر دو نظریه، پلاسمای غیر آبله‌ی داغ با طول‌های همبستگی فضایی محدود و رفتارهای هیدرودینامیکی مشابهی را توصیف می‌کنند. تفاوت اصلی در این است که تمام برانگیختگی‌ها در پلاسمای SYM (گلوئون‌ها، فرمیون‌ها و اسکالر‌ها) در نمایش الحاقی می‌باشند، در حالی که پلاسمای QCD ی داغ دارای گلوئون‌های الحاقی و کوارک‌های بنیادی می‌باشد. دلایل مختلفی وجود دارد تا در این فکر باشیم که بسیاری از خواص پلاسمای غیر آبله با ثابت جفت شدگی قوی به جزئیات ترکیب پلاسمای یا شدت برهمکنش دقیق حساس نمی‌باشد، بنابراین می‌توان هر دو نظریه را با هم‌دیگر مقایسه کرد.

در $N=4$ SYM، همه‌ی کمیت‌های ترمودینامیکی از قبیل فشار، انرژی یا چگالی آنتروپی به علاوه‌ی ضرایب انتقالی مانند چسبندگی برشی دارای حدهای محدودی نظیر جفت شدگی توفت $\lambda \rightarrow \infty$ می‌باشند. در SYM تقسیم فشار بر ثابت استفان بولتزمن (که فقط تعداد درجات آزادی را می‌سنجد) به صورت قابل توجهی با دمای QCD، T_c که ثابت جفت شدگی در آن قرار دارد برابری

می‌کند. نسبت بدون بعد چسبندگی تقسیم بر چگالی آنتروپی برابر $\frac{1}{4\pi}$ در نظریه‌ی SYM می‌باشد که این برابری در سایر نظریه‌های با دوگان گرانشی در حد ثابت جفت شدگی توفت وجود دارد و این مقدار که از هر نظریه‌ی جفت شدگی ضعیف کمتر می‌باشد در تطابق خوبی با مدل هیدرودینامیکی برخورد دهنده‌ی RHIC است. این عوامل دانشمندان را به فکر یافتن ویژگی‌های

یکسان پلازما با ثابت جفت‌شدگی قوی سوق داده است.

در توصیف دوگان گرانشی، یک نمایش بنیادی متناظر با اضافه کردن یک D7-brane به هندسه‌ی سیاه چاله می‌باشد. بر طبق لغتنامه AdS/CFT یک ریسمان باز که دو انتهایش بر روی D7-brane واقع شده است یک مزون می‌باشد. در دمای غیر صفر می‌توانیم ریسمان‌های بازی داشته باشیم که از یک D7-brane تا افق یک سیاه چاله کشیده شده اند. وجود چنین جواب‌هایی به این حقیقت برمی‌گردد که نظریه‌ی پلاسمای ابر یانگ میلز در هر دمای غیر صفری یک پلاسمای غیر محبوس شده می‌باشد که در آن کوارک‌ها مقید نیستند و به حالت آزاد می‌باشند. آهنگ اتلاف انرژی کوارک متحرک در این نظریه‌ی پیمان‌های را با مطالعه‌ی رفتار دو انتهای ریسمان بدست می‌آوریم. اولین کار محاسبه‌ی غیر اختلالی آهنگ اتلاف انرژی کوارک سنگین متحرک در نظریه‌ی میدان کوانتومی با ثابت جفت‌شدگی قوی می‌باشد. [39],[42],[43]

۳-۴ مدلی ساده و نقطه‌ی شروع

مدل ساده‌ی زیر در روشن شدن بعضی از موضوعات به ما کمک خواهد کرد. این موضوعات مواردی هستند که قصد داریم به تحلیل‌مان از میرایی کوارک سنگین اضافه کنیم. حال ذره‌ای با تکانه‌ی p که در یک محیط چسبنده حرکت می‌کند و یک شی با نیرو محرکه‌ی f را در نظر بگیریم، معادله‌ی حرکت می‌تواند به صورت زیر نوشته شود.

$$\dot{p} = -\mu p + f \quad (۱-۳)$$

که μ سرعت میرایی یا ضریب اصطکاک می‌باشد.

برای به دست آوردن اطلاعاتی درباره‌ی μ از حرکت ذره، بهتر است دو مکان متفاوت زیر را در

نظر بگیریم:

اول: اگر رفتار حالت پایدار تحت نیروی محرکه ثابت را بررسی کنیم پس $\dot{p} = 0$ و $f = p/\mu$ می‌باشد. اگر ذره دارای جرم M و حرکت ذره غیرنسبیتی باشد بنابراین $p=mv$ و در نتیجه محدوده ی سرعت به صورت $p = \frac{f}{m\mu}$ می‌باشد. پس اندازه‌گیری سرعت حالت پایدار برای یک نیروی محرکه ی مشخص ترکیب $m\mu$ و نه جمله ی μ ی تنها را بدست می‌دهد.

دوم: اگر نیروی محرکه $f=0$ باشد پس یک تکانه ی اولیه ی غیر صفر به طور نمایی با سرعت میرایی μ و جمله ی $p(t) = p(0)e^{-\mu t}$ میرا می‌شود. اگر تکانه با سرعت متناسب باشد در نتیجه سرعت ذره واهلش نمایی یکسانی را نشان خواهد داد. نکته ی مهم این است که مورد دوم به مقدار جرم m بستگی نداشت. ما می‌خواهیم از این دو روش بالا الگو گرفته و دینامیک ریسمان باز را در زمینه ی سیاه چاله AdS_5 تحلیل کنیم.

در بخش ۳-۶ برای یک ریسمان باز نمادگذاری را بیان کرده‌ایم، هندسه را به طور صریح بررسی کرده و سپس معادلات حرکت مربوطه را برای یک ریسمان باز به دست می‌آوریم. در بخش ۳-۹ جواب‌های یک کوارک منفرد را امتحان می‌کنیم. در ابتدا جواب تحلیلی ثابتی را پیدا می‌کنیم که بتواند حرکت یک کوارک متحرک با هر جرمی را در حضور میدان الکتریکی خارجی ثابت توصیف کند، انرژی (و تکانه ی) این میدان الکتریکی خارجی اتلاف انرژی و تکانه ی ما را به علت میرایی پلاسما متعادل می‌کند. از این رو این جواب ثابت پاسخی برای اولین آزمایش نمونه ی بالا می‌باشد که این پاسخ اندازه‌ای از جرم کوارک از مرتبه ی سرعت میرایی μ ارائه می‌دهد. پس ما به مقایسه ی آزمایش نمونه برمی‌گردیم و رفتار زمان تأخیر برای یک کوارک در غیاب هر گونه میدان خارجی را تحلیل می‌کنیم. با توجه به سرعت کم، رفتار زمان تأخیر این اجازه را به ما می‌دهد که معادله ی

حرکت را حول جواب ثابت خطی کنیم و مسأله را به یک محاسبه‌ی مدهای نرمال گوسی اپراتور خطی کاهش دهیم. آزمایش دوم نمونه سرعت میرایی μ را به طور مستقیم به دست می‌دهد. هر دو پاسخ تحلیل ثابت و تحلیل مد نرمال گوسی در بردارنده‌ی ریسمان‌هایی است که به هندسه‌ی افق سیاه چاله حساس می‌باشند. هر دو جواب تحلیل پایا و تحلیل مد نرمال گوسی شامل ریسمان‌هایی می‌باشد که به هندسه‌ی دلخواه نزدیک به افق سیاه چاله حساس می‌باشند.

بنابراین ما قادر خواهیم بود که جواب‌های کوآرک-پادکوآرک را به صورت پشت به پشت به وسیله‌ی نیروی خارجی که کوآرک و پادکوآرک در آن به صورت جدا از هم با سرعت ثابت حرکت می‌کنند به علاوه جواب‌های پشت به پشت غیر واداشته که کوآرک و پادکوآرک در حالی که به طور یکنواخت از هم جدا می‌شوند، کاهش سرعت می‌دهند. سرعت میرایی می‌تواند از این جواب‌های کوآرک-پاد کوآرک هنگامی که ذرات خیلی از هم جدا شده‌اند به دست آید و نتایج به دست آمده تحلیل‌های قبلی را که بر پایه‌ی جواب‌های کوآرک منفرد به دست آمده بود را تصدیق می‌کنند.

۳-۵ بررسی نکات مهم

برای یک کوآرک متحرک با سرعت دلخواه، فهمیدیم که سرعت اتلاف انرژی و تکانه در پلازما به صورت زیر می‌باشد:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{1}{v} \frac{dE}{dt} = \frac{-\pi}{2} \sqrt{\lambda} T^2 \frac{v}{\sqrt{1-v^2}} \quad (3-2)$$

که این سرعت اتلاف تکانه (یا نیروی کنش) به صورت تابعی از سرعت و مستقل از جرم کوآرک می‌باشد. توجه کنید که نیروی کشش می‌تواند به صورت اتلاف انرژی به واحد فاصله‌ی طی شده هم تعبیر شود همچون $\frac{dp}{dt} = \frac{1}{v} \frac{dE}{dt}$. بازنویسی نیروی کشش بر حسب تکانه یه جای سرعت نیازمند

اطلاع ما از رابطه‌ی پاشندگی انرژی و تکانه و در نتیجه رابطه‌ی بین سرعت و تکانه می‌باشد.

همانطور که در زیر بیان شده، مقیاس تصحیحات گرمایی به انرژی کوارک در محیط با ثابت جفت‌شدگی قوی با رابطه‌ی زیر داده می‌شود. بدون اثبات می‌پذیریم که:

$$\Delta m(T) \equiv \frac{1}{2} \sqrt{\lambda} T \quad (3-3)$$

کوارک سنگین باید به صورت ذره ای که جرم آن در مقایسه با $\Delta m(T)$ بزرگ است در نظر گرفته شود (نه فقط بزرگ در مقایسه با دمای T). آنگاه تصحیحات گرمایی برای رابطه پاشندگی نسبیتی در دمای صفر قابل صرف نظر کردن می‌باشند. در این حالت نیروی کشش با رابطه‌ی زیر معادل می‌باشد:

$$\frac{dp}{dt} = -\mu p \quad (4-3)$$

و با ضرایب اصطکاک

$$\mu = \pi T \frac{\Delta m(T)}{m} \left[m \gg \Delta m(T) \right] \quad (5-3)$$

مستقل بودن تکانه از اصطکاک یک نتیجه‌ی جالب می‌باشد که با رفتار پلاسمای با ثابت جفت‌شدگی ضعیف متفاوت می‌باشد.

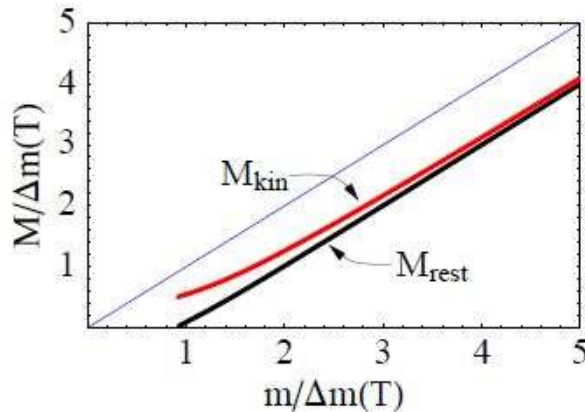
روابط پخش برای کوارک‌های سبکتر یعنی کوارک‌هایی که در آن‌ها نسبت $\frac{m}{\Delta m(T)}$ از مرتبه‌ی اول می‌باشد به طور اساسی تحت تأثیر محیط می‌باشد. یک کوارک در حالت سکون در یک محیط متناظر با یک ریسمان می‌باشد که از یک D7-brane تا افق سیاه چاله کشیده شده است.

یک کوارک که در محیط گرمایی $N=4$ با دمای T فرو برده شده است دارای انرژی سکون $M_{\text{rest}}(T)$ می‌باشد که با جرم لاگرانژی m آن تفاوت دارد. بدست آوردن این رابطه برای $M_{\text{rest}}(T)$

نیازمند حل عددی برای تغییر در قرارگیری D7-brane القایی به وسیله‌ی افق سیاه‌چاله می‌باشد. به طور شمایی خواهیم داشت:

$$M_{\text{rest}}(T) = m \left\{ 1 - \frac{\Delta m(T)}{m} + \frac{1}{8} \left(\frac{\Delta m(T)}{m} \right)^4 - \left(\frac{5}{128} \right) \left(\frac{\Delta m(T)}{m} \right)^8 + O \left[\left(\frac{\Delta m(T)}{m} \right)^{12} \right] \right\} \quad (6-3)$$

برش رابطه‌ی بالا تا جمله‌ی سوم مقدار $M_{\text{rest}}(T)\Delta m(T)$ را با اختلاف 0.01 به دست می‌دهد. چنانچه $\frac{m}{\Delta m(T)}$ به مقدار بحرانی تقریبی 0.92 نزدیک شود آنگاه جرم سکون گرمایی تقریباً "صفر" می‌شود. تحلیل ریسمان نیمه کلاسیکی ما فقط هنگامی درست است که جرم دمای صفر از این مقدار بحرانی فراتر رود. نتایج مربوطه در شکل ۱-۳ رسم شده است.



شکل ۱-۳- جرم سکون گرمایی M_{rest} و جرم سکون جنبشی $M_{\text{kin}}(T)$

از آنجایی که پلازما یک چارچوب سکون ترجیحی را تعریف می‌کند، لذا نیازی نیست که روابط پخش کوارک متحرک در محیط گرمایی ناوردای لورنتس باشد.

برای حرکت غیرنسبیتی رابطه‌ی پخش به صورت زیر خواهد بود.

$$E(p) = M_{\text{rest}}(T) + \frac{p^2}{2M_{\text{kin}}(T)} + O(P^4) \quad (7-3)$$

جرم جنبشی مؤثر $M_{\text{kin}}(T)$ مشابه با جرم سکون گرمایی $M_{\text{rest}}(T)$ نمی‌باشد.

برای کوآرک سنگین دریافتیم که $M_{\text{kin}}(T)$ به طور ناچیزی با جرم سکون گرمایی تفاوت دارد

$$M_{\text{kin}}(T) = M_{\text{rest}}(T) + O \left[m \left(\frac{\Delta m(T)}{m} \right)^2 \right] \quad (8-3)$$

اما این تفاوت بین جرم‌ها هنگامی که جرم کوآرک کاهش می‌یابد مهم می‌شود. وابستگی جرم جنبشی به جرم کوآرک نیز در شکل ۱-۳ نشان داده شده است. هنگامی که $\frac{m}{\Delta m(T)}$ به مقدار بحرانی کمتر از 0.92 نزدیک می‌شود آنگاه جرم جنبشی $M_{\text{kin}}(T)$ دارای مقدار حدی کمی بیشتر از $\frac{1}{3} \Delta m(T)$ خواهد بود. هنگامی که $\frac{m}{\Delta m(T)} \rightarrow \infty$ آنگاه هر دو مقدار $M_{\text{kin}}(T)$ و $M_{\text{rest}}(T)$ به $m - \Delta m(T)$ نزدیک می‌شوند.

برای کوآرک‌های کمتر سنگین فقط می‌توانیم رابطه‌ی پخش را از بررسی جواب عددی وابستگی زمانی به دست آوریم. ما هیچ گونه نتیجه‌ی تحلیلی نداریم اما تمام نتایج عددی ما با رابطه‌ی پخش گرمایی سازگار می‌باشد.

$$E(p) = M_{\text{rest}}(T) - M_{\text{kin}}(T) + \sqrt{p^2 + (M_{\text{kin}}(T))^2} \quad (9-3)$$

که این معادله‌ی (۹-۳) برای مقدار تکانه‌ی کم به معادله‌ی (۷-۳) کاهش می‌یابد و مقدار مقابل را به دست می‌دهد $v \equiv \frac{dE}{dp} = p / \sqrt{p^2 + (M_{\text{kin}}(T))^2}$ و با توجه به این معادله که رابطه‌ی بین سرعت و تکانه می‌باشد، نیروی کشش یعنی همان رابطه‌ی (۲-۳) معادل با رابطه‌ی $\dot{p} = -\mu p$ با ضریب اصطکاک زیر می‌باشد.

$$\mu = \pi \Gamma \frac{\Delta m(T)}{M_{\text{kin}}(T)} = \frac{\pi}{2} \frac{\sqrt{\lambda} T^2}{M_{\text{kin}}(T)} \quad (10-3)$$

هنگامی که جرم کوارک کاهش یابد، جرم جنبشی $M_{\text{kin}}(T)$ دارای مقدار حدی پایین‌تر

از $\frac{1}{2}\Delta m(T)$ می‌باشد و در نتیجه ضریب اصطکاک دارای مقدار حدی قابل توجه زیر می‌باشد.

$$\mu \leq 2\pi T \quad (11-3)$$

که به مستقل بودن از بعد مربوط می‌باشد. این موضوع ما را به این اندیشه وا می‌دارد که نسبت

μ/T حتی در تئوری‌های کلی‌تری دارای کران 2π می‌باشد. دانش نیروی کشش وارد بر کوارک

معادل با دانش ثابت پخش برای کوارک می‌باشد. رابطه به صورت $D = T/(\mu M_{\text{kin}}(T))$ می‌باشد

بنابراین نتیجه‌ی (۱۰-۳) با ثابت پخش معادل می‌باشد.

$$D = \frac{1}{\pi\Delta m(T)} = \frac{2}{\pi\sqrt{\lambda}T} \quad (12-3)$$

این اطلاعات مشابه را می‌توان به صورت آهنگ تغییر مجذور میانگین تکانه‌ی عرضی یک

کوارک متحرک در جهت داده شده در نظر گرفت.

$$\frac{d}{dt} \langle (\vec{p})^2 \rangle = \frac{4T^2}{D} = 4\pi\Delta m(T)T^2 = 2\pi\sqrt{\lambda}T^3 \quad (13-3)$$

این کمیت تقسیم شده بر سرعت کوارک (تا آهنگ تغییرات را بر واحد فاصله‌ی طی شده به

دست دهد) اغلب پارامتر خاموشی جت نامیده می‌شود.

در توصیف دوگان AdS، انرژی و تکانه در طول یک ریسمان که از یک D7-brane تا یک سیاه

چاله آویزان است، جریان دارند. این واضح است که آن بخش از کوارک که نزدیک به افق قرار دارد

بایستی که به صورت توصیف تغییر فاصله محیط اطراف کوارک در نظر گرفته شود و اتلاف انرژی

نباید که به صورت نتیجه‌ی ای از پراکندگی ناشی از تحریک در محیط گرمایی در نظر گرفته شود.

هر پراکندگی، با نوسان‌های کوچک در سطح ریسمان متناظر می‌باشد و این پراکندگی‌ها به

وسیله‌ی نیروی معکوس ناشی از جفت‌شدگی توفت (یا کشش ریسمان) متوقف می‌شوند.

۳-۶ دینامیک ریسمان‌های باز در زمینه‌ی سیاهچاله

تناظر AdS/CFT یک تعادلی را بین تئوری ابرتقارنی یانگ میلز و نظریه‌ی ریسمان نوع IIB در زمینه‌ی $S^5 * AdS_5$ قرار داده است. ریسمان‌های نوع IIB به وسیله‌ی دو عدد مشخص می‌شوند یکی جفت‌شدگی ریسمان g_s و دیگری کشش T_0 یا اینکه به طور معادل یک مقیاس طول ریسمان بنیادی $\ell_s \equiv (2\pi T_0)^{-\frac{1}{2}}$ و AdS_5 انحنای که باید با L برابر باشد. تناظر AdS/CFT یک دیکشنری را بین این دو تئوری فیزیکی که ظاهراً خیلی با هم تفاوت دارند، ایجاد کرده است. یکی از موارد مهم در این دیکشنری رابطه‌ی بین جفت‌شدگی ریسمان و جفت‌شدگی یانگ میلز می‌باشد.

$$4\pi g_s = g_y^2 M \quad (۱۴-۳)$$

برابری مهم دیگر رابطه‌ی بین کشش ریسمان، شعاع انحنای L و ثابت جفت‌شدگی توفت می‌باشد.

$$\left(\frac{L}{\ell_s}\right)^4 = \lambda = g_y M N_c \quad (۱۵-۳)$$

AdS	$\mathcal{N}=4$ SYM	quantity
L	–	AdS_5 and S^5 curvature radius
ℓ_s	$\lambda^{-1/4}L$	fundamental string scale [$\equiv \sqrt{\alpha'}$]
$(L/\ell_s)^4$	λ	't Hooft coupling [$\equiv g_{\text{YM}}^2 N_c$]
T_0	$\frac{\sqrt{\lambda}}{2\pi} L^{-2}$	string tension [$\equiv (2\pi\ell_s^2)^{-1}$]
g_s	$\frac{1}{4\pi} g_{\text{YM}}^2$	string coupling
u_h	πT	black hole horizon radius ($\times L^{-2}$)
u_h/π	T	temperature
u_m	$\frac{2\pi}{\sqrt{\lambda}} (M_{\text{rest}} + \Delta m)$	minimal radius of D7-brane ($\times L^{-2}$)
$T_0 L^2 u_h$	$\Delta m(T)$	thermal rest mass shift [$= \frac{1}{2}\sqrt{\lambda}T$]
$T_0 L^2 (u_m - u_h)$	$M_{\text{rest}}(T)$	static thermal quark mass

جدول ۳-۱- دیکشنری AdS/CFT

۳-۷ اضافه کردن یک سیاه چاله

دوگان گرانشی برای دمای محدود در نظریه‌ی ابرتقارنی یانگ میلز همان جواب سیاه چاله AdS پنج بعدی می‌باشد. این پاسخ هندسه‌ای است که یک سیاه چاله (یا به عبارت دیگر یک سیاه غشاء با یک افق ۴ بعدی) در داخل فضای AdS قرار دارد. متریک نتایج سیاه غشای AdS در بعد $d+1$ می‌تواند به صورت زیر نوشته شود.

$$ds^2 = L^2 \left(\frac{du^2}{h(u)} - h(u) dt^2 + u^2 \delta_{ij} dx^i dx^j \right) \quad (۱۶-۳)$$

$$h(u) = u^2 \left[1 - \left(\frac{u_h}{u} \right)^d \right] \quad (۱۷-۳)$$

به جهت اینکه بعد دلخواه به سادگی همانند $d=4$ قابل محاسبه می‌باشد لذا در تمامی این بخش ما d دلخواه را رها می‌کنیم. مختصه‌ی شعاعی u به وسیله‌ی فاکتور L^{-2} رسم می‌شود اما بسیاری از مؤلفان از $r = L^2 u$ استفاده می‌کنند.

افق سیاه چاله در $u = u_h$ قرار داده شده که اگر $h(u)$ صفر شود آنگاه دمای هاوکینگ سیاه چاله برابر با دمای دوگان تئوری میدان می‌باشد. شعاع افق به وسیله‌ی رابطه‌ی زیر به دمای هاوکینگ مرتبط می‌شود.

$$T = \frac{d}{4\pi} u_h \quad (۱۸-۳)$$

و همچنین در $d=4$ داریم $u_h = \pi T$.

در دوگان گرانشی تئوری میدان معرفی یک طعم برای نمایش کوارک‌های بنیادی متناظر با اضافه کردن یک D7-brane می‌باشد.

۳-۸ معادله‌ی حرکت ریسمان

دینامیک یک ریسمان باز که بر روی یک D7-brane قرار گرفته است به هندسه‌ی زمینه وابسته می‌باشد اما واکنش به عقب^۱ ریسمان در این هندسه ناچیز می‌باشد و می‌توان از آن صرف نظر کرد.

پس زدن ناچیز ریسمان این حقیقت را آشکار می‌سازد که نمایش بنیادی کوارک‌ها تنها سهمی از مرتبه‌ی $O(N_c)$ برای انرژی آزاد نسبت به سهم نمایش میدان‌های الحاقی $N=4$ که از مرتبه‌ی $O(N_c^2)$ در حد $N_c \rightarrow \infty$ می‌باشند ایجاد می‌کند.

¹ Back reaction

دینامیک ریسمان کلاسیک به وسیله‌ی کنش نامبو گوتو به صورت زیر می‌باشد.

$$S = -T_0 \int d\sigma d\tau \sqrt{-\det g_{ab}} \quad (19-3)$$

که مختصات (σ, τ) متریک القایی را بر روی جهان سطح ریسمان پارامتریزه می‌کنند.

یک نگاشت از جهان سطح ریسمان به فضا زمان می‌باشد حال خواهیم داشت

$\dot{X} = \partial_\tau X$ و $X' = \partial_\sigma X$ و $V.W = V^\mu W^\nu G_{\mu\nu}$ که $G_{\mu\nu}$ متریک فضا زمان می‌باشد. پس با تعریف

$\det g_{ab} = g$ خواهیم داشت :

$$-g = (\dot{X}.X')^2 - (\dot{X})^2 (X')^2 \quad (20-3)$$

در اینجا توجهمان را به ریسمان‌هایی محدود می‌کنیم که در داخل بخش سه بعدی از فضای

Ads مجانبی قرار گرفته‌اند.

بنابراین $X(\sigma, \tau)$ یک نگاشت به (t, u, x) خواهد بود. باانتخاب پیمانه‌ی ایستا که $\sigma = u$ و

$\tau = t$ ، جهان سطح ریسمان توسط تابع منفرد $X(u, t)$ توصیف شده است.

$$\dot{X}.X' = L^2(u^2 \dot{x}x') \quad (1-21-3)$$

$$(X')^2 = L^2 [h^{-1} + u^2 (x')^2] \quad (2-21-3)$$

$$(\dot{X})^2 = L^2 [-h + u^2 (\dot{x})^2] \quad (3-21-3)$$

پس با توجه به عبارات بالا متریک القایی به صورت زیر خواهد شد.

$$g_{ab} = L^2 \begin{pmatrix} -h + u^2 (\dot{x})^2 & u^2 \dot{x}x' \\ u^2 \dot{x}x' & h^{-1} + u^2 (x')^2 \end{pmatrix} \quad (21-3)$$

که دترمینان ماتریس g_{ab} به صورت زیر می‌باشد

$$\frac{-g}{L^4} = 1 - h^{-1}u^2(\dot{x})^2 + hu^2(x')^2 \quad (22-3)$$

با توجه به دترمینان بالا، معادله‌ی حرکتی که از کنش نامبو گوتو به دست می‌آید :

$$\frac{\partial}{\partial u} \left(hu^2 \frac{x'}{\sqrt{-g}} \right) - \frac{u^2}{h} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\dot{x}}{\sqrt{-g}} \right) = 0 \quad (24-3)$$

پس می‌توانیم عبارت کلی مفیدی برای چگالی‌های تکانه‌ی کانونیکی مرتبط به ریسمان به

دست آوریم که

$$\pi_{\mu}^0 = -T_0 G_{\mu\nu} \frac{(\dot{x}.x')(x^{\nu})' - (x')^2(\dot{x}^{\nu})}{\sqrt{-g}} \quad (1-25-3)$$

$$\pi_{\mu}^1 =$$

$$-T_0 G_{\mu\nu} \frac{(\dot{x}.x')(\dot{x}^{\nu}) - (\dot{x})^2(x^{\nu})'}{\sqrt{-g}} \quad (2-25-3)$$

برای ریسمان مورد نظر ما، عبارت کلی بالا به صورت زیر کاهش می‌یابند:

$$\begin{pmatrix} \pi_x^0 \\ \pi_u^0 \\ \pi_t^0 \end{pmatrix} = \frac{T_0 L^4}{\sqrt{-g}} \begin{pmatrix} \dot{x}u^2 h^{-1} \\ -\dot{x}x'u^2 h^{-1} \\ -1 - (x')^2 u^2 h \end{pmatrix} \quad (1-26-3)$$

$$\begin{pmatrix} \pi_x^1 \\ \pi_u^1 \\ \pi_t^1 \end{pmatrix} = \frac{T_0 L^4}{\sqrt{-g}} \begin{pmatrix} x'u^2 h \\ -1 - (x')^2 u^2 h^{-1} \\ \dot{x}x'u^2 h \end{pmatrix} \quad (2-26-3)$$

چگالی انرژی و مؤلفه‌ی x تکانه بر روی جهان سطح ریسمان به ترتیب توسط π_t^0 و π_x^0 ارائه

شده‌اند. با انتگرال‌گیری از آن‌ها در طول ریسمان انرژی کل و تکانه‌ی کل به صورت زیر به دست

می‌آید.

$$E = \int d\sigma \pi_t^0 \quad , \quad P = \int d\sigma \pi_x^0 \quad (27-3)$$

۳-۹ جواب‌های کوارک منفرد

ریسمان‌های ایستا

جواب‌های یک تک کوارک با یک ریسمانی که از یک D7 – brane تا افق یک سیاه چاله آویزان است، متناظر می‌باشد. ساده ترین جواب برای معادله‌ی حرکت ریسمان فقط یک ثابت می‌باشد. این جواب ریسمان ایستایی را توصیف می‌کند که از $u = u_m$ تا افق سیاه چاله در u_h کشیده شده است و به طور واضح نمایش دهنده‌ی یک کوارک ایستای ساکن در محیط گرمایی می‌باشد. حال می‌توان انرژی و تکانه را با استفاده از معادله (۳-۲۷) محاسبه نمود.

$$E = T_0 L^2 \int_{u_h}^{u_m} du = T_0 L^2 (u_m - u_h) \quad (۳-۲۸)$$

در حالی که تکانه‌ی کل P (و چگالی کل تکانه π_x^0) برای این مورد صفر می‌شود. این انرژی بایستی که با جرم m (لاگرانژی) کوارک در حد دمای صفر برابر باشد. با استفاده از معادله‌ی (۳-۱۸) که در آن u_h با دما متناسب بود خواهیم دید که

$$T_0 L^2 u_m = m \quad (۳-۲۹)$$

با حرکت D7 – brane به یک شعاع بیشتر (u_m بزرگتر) جرم کوارک افزایش خواهد یافت. یک D7 – brane قرار گرفته در مرز (مجانِب) فضای Ads متناظر با کوارکی با جرم نامحدود خواهد بود. بالا بردن دما روابط بین جرم لاگرانژی m و مکان را در توصیف گرانشی تحت تأثیر قرار می‌دهد. نتایج به صورت زیر می‌باشند.

$$\frac{T_0 L^2 u_m}{m} = 1 + g \left(\frac{T_0 L^2 u_h}{m} \right) \quad (۳-۳۰)$$

با تصحیح رفتار $g(x)$ (برای $d=4$) به صورت

$$g(x) = \frac{1}{8}x^4 - \frac{5}{28}x^8 + O(x^{12}) \quad (31-3)$$

فقط با نکه داشتن دو جمله‌ی اول در عبارت $g(x)$ نتایج ما برای $\frac{T_0 L^2 u_m}{m}$ با دقت ۰.۰۱ صحیح می‌باشند.

انرژی ریسمان ایستا (۲۸-۳) باید به صورت انرژی آزاد کوآرک ایستایی که در محیط $N=4$ SYM قرار دارد، تعبیر شود می‌توان گفت که ما می‌خواهیم به این انرژی آزاد به صورت جرم گرمایی ایستا اشاره داشته باشیم ($M_{\text{rest}}(T)$). با استفاده از $\mu = \pi T$ و رابطه‌ی (۱۸-۳) به علاوه‌ی رابطه‌ی $T_0 L^2 = \frac{\sqrt{\lambda}}{2\pi}$ به صورت زیر خواهد بود.

$$M_{\text{rest}}(T) = T_0 L^2 (u_m - u_h) = m - \Delta m(T) + mg \left(\frac{\Delta m(T)}{m} \right) \quad (32-3)$$

$$\Delta m(T) = T_0 L^2 u_h = \frac{1}{2} \sqrt{\lambda} T \quad (33-3)$$

۳-۱۰ حرکت ریسمان های مستقیم

نمایش حرکت یک ریسمان صلب به صورت $X(u, t) = x_0 + vt$ نیز یک جواب برای معادله‌ی حرکت ریسمان می‌باشد. اگر چه می‌دانیم که حرکت یک ریسمان صلب دارای تعبیر فیزیکی نمی‌باشد. مشکل این است که $-g$ برای این نمایش دارای مقدار مثبت معمولی نمی‌باشد. می‌توان فهمید که g در مقدار بحرانی که u_c در زیر داده شده به مقدار صفر می‌رسد.

$$(u_c)^d = \frac{(u_h)^d}{1-v^2} \quad (34-3)$$

برای هر سرعت غیر صفر $u_h > u_c$ و $-g$ در درناحیه‌ی $u_h < u < u_c$ در جایی بین افق و مقدار بحرانی شعاع، منفی می‌باشد. هنگامی که $g = 0$ باشد متریک القایی بر روی جهان سطح

ریسمان تبهگن می‌باشد و اگر $g < 0$ - آنگاه کنش، انرژی و تکانه، همگی مختلط خواهند شد، این بدان معنی است که جواب موردنظر کنار گذاشته شود. با انتخاب $X(u, t) = vt$ ما جوابی را انتخاب کرده‌ایم که دارای شرایط اولیه‌ی ناسازگار می‌باشد چرا که با این جواب قسمت‌هایی از ریسمان دارای سرعتی بیشتر از سرعت نور در $t = 0$ می‌باشند. در حالی که تحول زمانی این پیکربندی اولیه، جواب خیلی ساده‌ای را بدست می‌دهد اما این جواب فیزیکی نمی‌باشد.

۳-۱۱ حرکت ریسمان‌های انحنادار

برای پیدا کردن ساختار فیزیکی که متناظر با حرکت کوآرک در سرعت ثابت باشد به دنبال جواب‌های پایایی خواهیم بود که به فرم زیر می‌باشد.

$$X(u, t) = x(u) + vt \quad (3-35)$$

برای نمایش ریسمان در این حالت x' و $\sqrt{-g}$ مستقل از زمان می‌باشند جمله‌ی مشتق زمانی در معادله‌ی (۳-۲۴) حرکت کاملاً حذف شده و ما آن را با یک معادله‌ی دیفرانسیل معمولی جانشین کرده‌ایم که:

$$\frac{d}{du} \left(hu^2 \frac{x'}{\sqrt{-g}} \right) = 0 \quad (3-36)$$

که در آن داریم:

$$\sqrt{-g} = L^2 \left[\left(1 - h^{-1}u^2v^2 + hu^2x'^2 \right) \right]^{1/2} \quad (3-37)$$

که به طور مستقیم می‌توان از این معادله انتگرال‌گیری کرد. انتگرال اول به طور مستقیم به

صورت زیر

$$\frac{x'}{\sqrt{-g/L^4}} = \frac{cv}{u^2 h} \quad (38-3)$$

یا

$$(x')^2 = \frac{c^2 v^2}{u^8} [1 - (u_h/u)^d]^{-2} \frac{1 - v^2 - (u_h/u)^d}{1 - c^2 v^2 u^{-4} - (u_h/u)^d} \quad (39-3)$$

است که c ثابت انتگرال گیری می باشد. این ثابت جریان تکانه در طول ریسمان را به دست می دهد
با توجه به معادله ی (۳-۲۶) برای این جریان تکانه خواهیم دید که

$$\pi_x^1 = T_0 L^2 c v \quad \text{و} \quad \pi_t^1 = T_0 L^2 c v^2 \quad (40-3)$$

نشان دادیم که این دو جریان در امتداد طول ریسمان ثابت می باشند.

با حلی برای $-g$ خواهیم داشت:

$$\frac{-g}{L^4} = \frac{1 - v^2 - (u_h/u)^d}{1 - c^2 v^2 u^{-4} - (u_h/u)^d} \quad (41-3)$$

هر دو مقدار صورت و مخرج کسر بالا برای مقادیر بزرگ U مثبت می باشند و برای مقادیر کوچک u در نزدیکی u_h منفی می باشند.

بنابراین تنها راه ممکن برای مثبت باقی ماندن مقدار $-g$ در هر جایی بر روی ریسمانی که از مرز تا افق کشیده شده است این است که هر دو مقدار صورت و مخرج کسر در نقطه ای مشابه تغییر علامت دهند. این شرایط ما را به مقدار زیر می رساند.

$$C = \mp \left(\frac{u_h^d}{1 - v^2} \right)^{2/d} \xrightarrow{d=4} \mp \frac{u_h^2}{\sqrt{1 - v^2}} \quad (42-3)$$

برای مورد خاص $d=4$ ، عبارت $-g/L^4$ به $1 - v^2$ کاهش می یابد و داریم:

$$x'(u) = \pm v \frac{U_h^2}{h(u)u^2} \quad (43-3)$$

انتگرال گیری از x' جواب هایی به فرم زیر را ارائه خواهد داد.

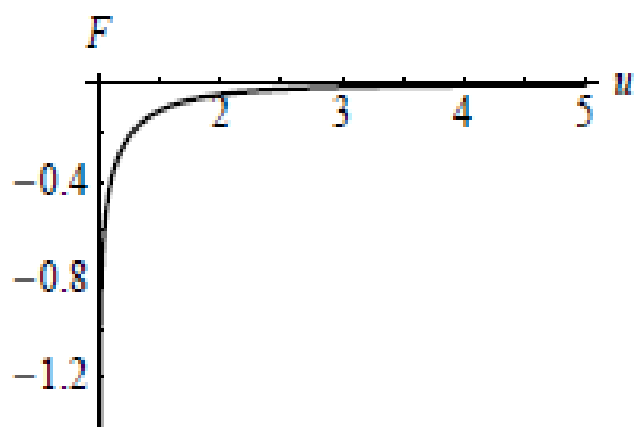
$$x(u, t) = x_{\pm}(u, t) \equiv x_0 \pm vF(u; v^2) + vt \quad (43-3)$$

که علامت بالایی متناظر با C مثبت و علامت پایینی متناظر با C منفی می باشد و x_0 نیز مکان ریسمان در مرز در زمان صفر می باشد. برای مقادیر دلخواه d ، عبارت $F(u; v^2)$ تابعی فوق هندسی می باشد. برای مقدار $d = 4$ ، این تابع به عبارت زیر که مستقل از سرعت است کاهش می یابد:

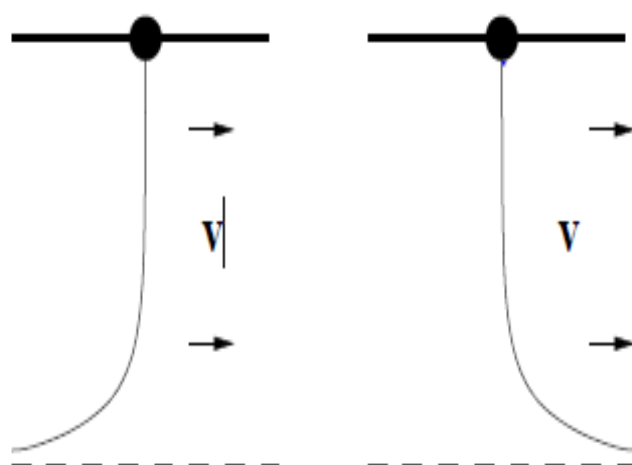
$$F(u) = \frac{1}{2u_h} \left[\frac{\pi}{2} - \arctan\left(\frac{u}{u_h}\right) - \operatorname{arccoth}\left(\frac{u}{u_h}\right) \right] \quad (44-3)$$

که این تابع در شکل ۲-۳ رسم شده است و در شکل ۳-۳ هم حرکت ریسمان انحنادار نشان داده شده است. این مقدار هنگامی که $u \rightarrow \infty$ ، برابر مقدار صفر شده و هنگامی که $u \rightarrow u_h$ به $-\infty$ واگرا می شود، که رفتار مجانبی آن به صورت زیر می باشد:

$$F(u) = \left\{ \begin{array}{ll} -\frac{u_h^2}{3u^3} + O\left(\frac{u_h^6}{u^7}\right) & u \rightarrow \infty \\ -\frac{1}{4u_h} \ln\left(\frac{2u_h}{u-u_h}\right) + \frac{\pi}{8u_h} O\left(\frac{u-u_h}{u_h^2}\right) & u \rightarrow u_h \end{array} \right\} \quad (45-3)$$



شکل ۳-۲- نمایشی از تابع $F(u)$



شکل ۳-۳- حرکت ریسمان انحنا دار

فصل چهارم

مطالعه‌ی نیروی وارد بر کوارک سنگین در زمینه‌ی کوارک- گلوئون
با در نظر گرفتن تصحیحات انحنای مربعی

❖ مقدمه

❖ تصحیحات انحنای مربعی

❖ محاسبه‌ی فاصله کوارک-پادکوارک

❖ محاسبه پتانسیل حقیقی کوارک-پاد کوارک

❖ نتیجه گیری

۴-۱ مقدمه

در این فصل با استفاده از نظریه ریسمان و دوگانگی AdS/CFT فاصله وپتانسیل میان کوارک - پادکوارک در دمای متناهی را با در نظر گرفتن تصحیحات انحنای مربعی بررسی می کنیم و اثرات آن را با حالتی که این تصحیحات وجود ندارد با همدیگر مقایسه می کنیم سپس با استفاده از تخمین های عددی شکل های آن را رسم می کنیم و این اشکال را با همدیگر مقایسه می کنیم .

در اینجا فضا زمان خمیده ی پنج بعدی را در نظر می گیریم که دوگان گرانشی آن با نظریه ی پیمانهای تشریح می شود. تأثیرات دمایی ایجاد سیاهچاله می کند. مطابق دوگانگی AdS/CFT فرضمان این است که هندسه ی مورد مطالعه دارای یک سیاهچاله باشد. در نظریه پیمانهای می توان یک کوارک خارجی را با یک ریسمان که دارای یک نقطه ابتدایی در مرز است و تا افق کشیده شده معرفی کرد.

متریک دوگان گرانشی به صورت رابطه ی کلی زیر می باشد:

$$ds^2 = -G_{00}(U)dt^2 + G_{xx}(U)d\vec{x}^2 + G_{UU}(U)dU^2 \quad (۴-۱)$$

که $\vec{x} = (x, y, z)$ مختصات مکانی و U هم مختصات شعاعی می باشد. برای متریک اینجا مرز

در $U \rightarrow \infty$ تعریف می شود و برای یافتن مکان سیاهچاله باید ریشه $G_{00}(U) = 0$ را پیدا کنیم

و در اینجا همچنین فرض می کنیم که $G_{UU}(U_h) \rightarrow \infty$ تا $G_{00}(U_h)G_{UU}(U_h)$ متناهی باشد.

۲-۴ تصحیحات انحنای مربعی

با در نظر گرفتن تصحیحات انحنای مربعی متریک ما به صورت زیر می باشد:

$$ds^2 = -(U^2/L^2)f(U)dt^2 + (U^2/L^2)d\vec{x}^2 + \frac{1}{(U^2/L^2)f(U)}dU^2 \quad (۲-۴)$$

$$f(U) = 1 - \frac{U_0^4}{U^4} + \alpha + \gamma \frac{U_0^8}{U^8} \quad (۳-۴)$$

$$\alpha = \frac{4\kappa}{3L^2}(2(5c_1 + c_2) + c_3) \quad , \quad \gamma = \frac{4\kappa}{L^2}c_3 \quad (۴-۴)$$

که U به مختصه شعاعی هندسه سیاه چاله یا همان بعد هولوگرام اشاره دارد و x, t اندیس های جهت در طول مرز در فضای بی نهایت هستند. افق رویداد در این مختصات در $f(U_h) = 0$ قرار دارد که U_h با حل این معادله بدست می آید. مرز در هندسه مجانبی AdS با شعاع L و در بی نهایت قرار گرفته است. دما هم به صورت زیر می باشد:

$$T = \frac{U_0}{\pi L^2} \left(1 + \frac{1}{4}\alpha - \frac{5}{4}\gamma \right) \quad (۵-۴)$$

۳-۴ محاسبه‌ی فاصله‌ی کوارک-پادکوارک

دینامیک مرتبط به ریسمان به وسیله کنش نامبو گوتو بدست آمده است:

$$S = -T_0 \int d\tau d\sigma \sqrt{-\det g_{ab}} \quad (۶-۴)$$

برای محاسبه‌ی فاصله‌ی کوارک-پادکوارک با استفاده از پیمانانه ایستا $X^\mu =$

داریم: $(t, x, 0, 0, U(x))$

$$\dot{X}^\mu = \frac{\partial X^\mu}{\partial t} = (1, 0, 0, 0, 0) \quad (۷-۴)$$

$$X'^{\mu} = \frac{\partial X^{\mu}}{\partial x} = (0, 1, 0, 0, U'(x))$$

با استفاده از رابطه (۴-۶) داریم که:

$$\dot{X}^{\mu} \cdot X'^{\mu} = 0, \dot{X}^2 = -\frac{U^2}{L^2} f(U), X'^2 = \frac{U^2}{L^2} + \frac{L^2}{U^2 f(U)} \quad (۴-۸)$$

و با استفاده از رابطه (۴-۶) و (۴-۸) کنش ریسمان به صورت زیر بدست می آید:

$$S = T_0 \int_{-L/2}^{L/2} \sqrt{U'^2 + V(U)} dt dx \quad (۴-۹)$$

که فرض کرده ایم دو انتهای ریسمان باز روی مرز AdS در $x = \pm \frac{L}{2}$ قرار دارد و همچنین

برای $U' = dU/dx$ و در $V(U) \geq 0$ داریم $V(U) = G_{xx}(U)G_{tt}(U) = \frac{U^4}{L^4} f(U)$ که برای

$U \in [U_h, \infty)$ برقرار است. همچنین می توان از رابطه ی (۴-۹) چگالی لاگرانژی را بدست آورد:

$$L = T_0 \sqrt{U'^2 + V(U)} \quad (۴-۱۰)$$

به دلیل اینکه لاگرانژی به طور مستقیم به مختصه ی فضایی (x) وابسته نیست بنابراین می

توان آن را به عنوان ثابت حرکت در نظر گرفت. در نتیجه چگالی هامیلتونی بدست می آید:

$$H = U' \frac{\partial L}{\partial U'} - L = \frac{-T_0 U'}{\sqrt{U'^2 + V(U)}} + T_0 \sqrt{U'^2 + V(U)} = T_0 \frac{V(U)}{\sqrt{U'^2 + V(U)}} \quad (۴-۱۱)$$

با توجه به پایستگی انرژی می توان این چگالی هامیلتونی (۴-۱۱) را با چگالی هامیلتونی در

نقطه U_* یعنی نقطه برگشت ریسمان جایی که U' یعنی تغییرات بعد هولوگرام نسبت به مختصه

فضایی برابر با صفر است، برابر گرفت و با استفاده از آن فاصله کوارک - پادکوارک را به دست

آوریم:

$$H(U = U_*) = T_0 \left[\frac{V(U_*)}{\sqrt{V(U_*)}} \right] \quad (۱۲ - ۴)$$

بنابراین با مساوی قرار دادن روابط (۱۱ - ۴) و (۱۲ - ۴) خواهیم داشت:

$$T_0 \left[\frac{V(U_*)}{\sqrt{V(U_*)}} \right] = T_0 \left[\frac{V(U)}{\sqrt{U'^2 + V(U)}} \right] \rightarrow U' = \left\{ V(U) \left(\frac{V(U)}{V(U_*)} - 1 \right) \right\}^{1/2} \quad (۱۳ - ۴)$$

با توجه به اینکه $U' = \frac{dU}{dx}$ رابطه‌ی (۱۳ - ۴) عبارت است از

$$\frac{dU}{dx} = \sqrt{V(U) \left(\frac{V(U)}{V(U_*)} - 1 \right)} \quad (۱۴ - ۴)$$

که می‌توانیم معادله‌ی (۱۴ - ۴) را بر حسب x به صورت زیر بنویسیم:

$$dx = \left\{ V(U) \left(\frac{V(U)}{V(U_*)} - 1 \right) \right\}^{-1/2} dU \quad (۱۵-۴)$$

در نتیجه با انتگرال‌گیری از نقطه‌ی U_* تا مرز که در بی‌نهایت قرار دارد به رابطه‌ی انتگرالی زیر

که فاصله‌ی بین کوارک - پادکوارک می‌باشد می‌رسیم:

$$\frac{L}{2} = \int_{U_*}^{\infty} \left\{ V(U) \left(\frac{V(U)}{V(U_*)} - 1 \right) \right\}^{-1/2} dU \quad (۱۶-۴)$$

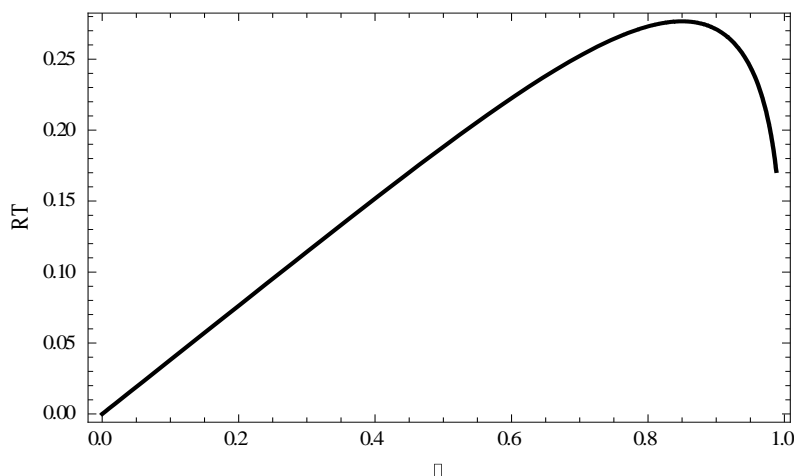
حل این انتگرال به صورت تحلیلی به خاطر تعداد زیاد پارامترها بسیار مشکل می‌باشد در اینجا

آن را به صورت عددی حل می‌کنیم. اگر $L = 1$ و $T = .03 \text{Gev}$ و $\zeta = \frac{U_*}{U_h}$ باشد، می‌توانیم نمودار

RT را بر حسب ζ رسم کنیم. شکل (۱ - ۴) برای فاصله کوارک - پادکوارک مربوط به زمانی است

که اثرات تصحیحات انحنای مربعی هنوز اعمال نشده است. در این حالت دمای ناشی از پلاسمای ابر

تقارنی یانگ میلز $T_{N=4}$ و دمای ناشی از تصحیحات انحنای گرانشی T_{R^2} برابر می‌باشند ($T_{R^2} = T_{N=4}$ و $(\alpha = 0; \gamma = 0)$).

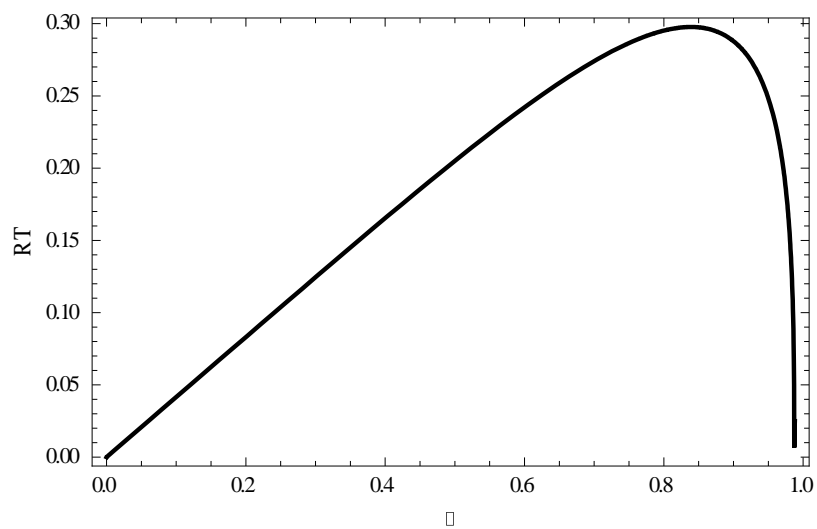


شکل (1-4) منحنی RT بر صورت تابعی از ζ بدون

در نظر گرفتن تصحیحات انحنای مربعی گرانشی

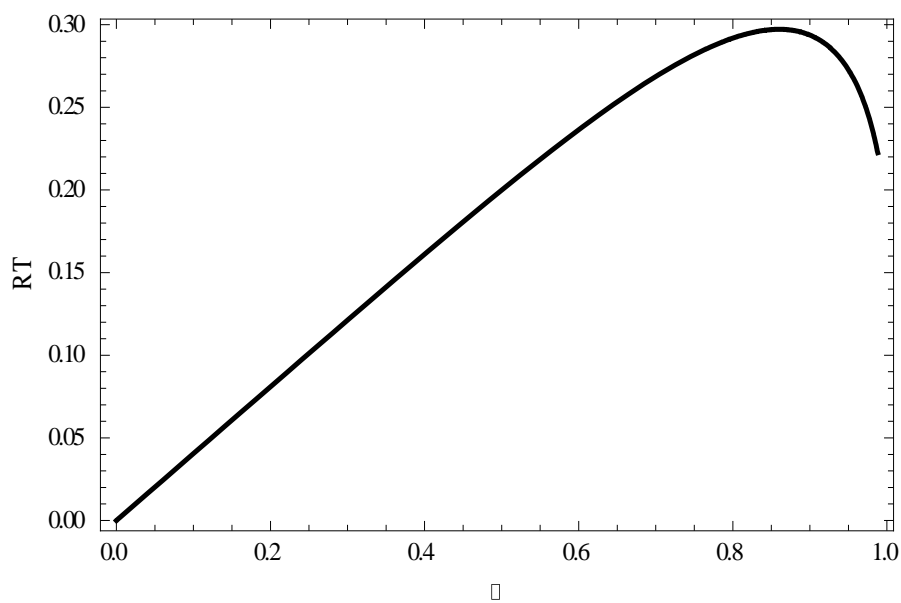
از لحاظ فیزیکی انتهای ریسمان یعنی نقطه U_* می‌تواند از مرز که در بی‌نهایت قرار دارد تا $U = 0$ (کوارک و پادکوارک می‌توانند تا بی‌نهایت از هم دور شوند) و این یعنی $0 < \zeta < \infty$ ، اما اگر انتهای ریسمان به مرز سیاهچاله نزدیک شود و بخواهد از آن عبور کند نمی‌توانیم تصویر آن را در نظر بگیریم به همین علت تنها بازه $0 < \zeta < 1$ را در نظر می‌گیریم و جایی که انتهای ریسمان به مرز می‌رسد را $\zeta = 1$ می‌گیریم.

شکل (۲-۴) مربوط به هنگامی می‌باشد که با اعمال تصحیحات $(\alpha = -0.05; \gamma = 0.06)$ دمای پلاسمای ابرتقارنی یانگ میلز بیشتر از دمای پلاسمای ناشی از تصحیحات انحنای مربعی می‌باشد $(T_{R^2} < T_{N=4})$.



شکل (2-4) منحنی RT بر صورت تابعی از ζ باتصحیحات

انحنای مربعی گرانشی ($\alpha = -.05; \gamma = .06$)

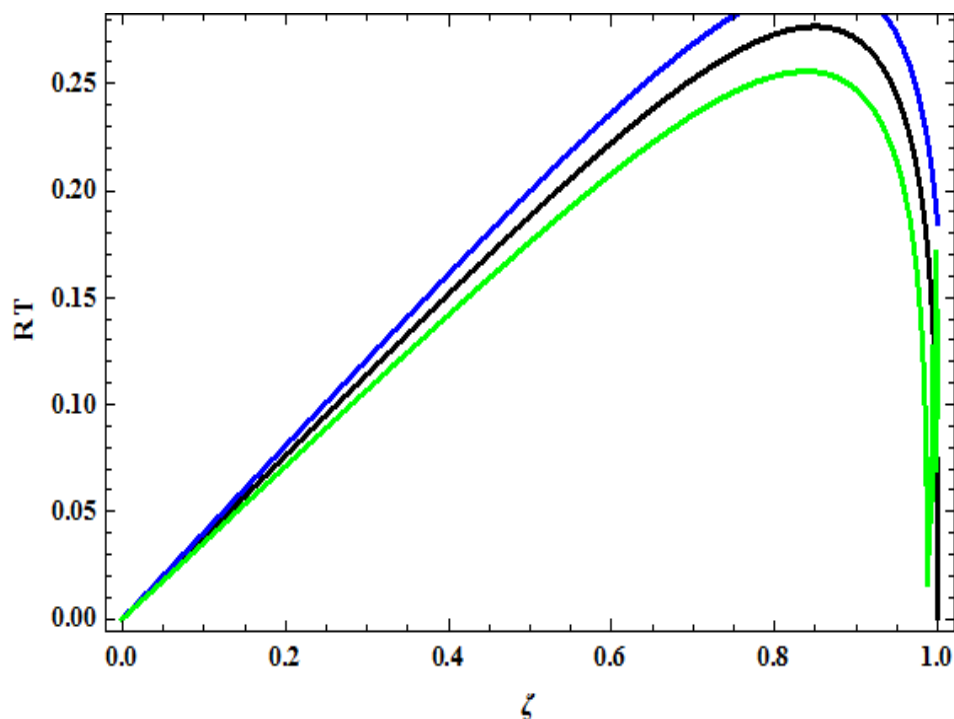


شکل (3-4) منحنی RT به صورت تابعی از ζ باتصحیحات

انحنای مربعی گرانشی ($\alpha = .05; \gamma = -.06$)

شکل (۳-۴) مربوط به هنگامی می‌باشد که با اعمال تصحیحات ($\alpha = .05; \gamma = -.06$) دمای پلاسمای ابرتقارنی یانگ میلز کمتر از دمای پلاسمای ناشی از تصحیحات انحنای مربعی می‌باشد ($T_{R^2} > T_{N=4}$).

حال با مقایسه هر سه حالت بالا در شکل (۴-۴) می‌توانیم به درکی از اثرات تصحیحات انحنای مربعی بر فاصله‌ی کوآرک- پادکوآرک برسیم. در این شکل منحنی سیاه رنگ مربوط به $T_{R^2} = T_{N=4}$ ، منحنی آبی رنگ مربوط به حالت $T_{R^2} > T_{N=4}$ و منحنی سبز رنگ مربوط به حالت $T_{R^2} < T_{N=4}$ می‌باشد.



شکل (۴-۴): منحنی RT بر صورت تابعی از ζ . منحنی سیاه رنگ مربوط به $T_{R^2} = T_{N=4}$ ، منحنی آبی رنگ مربوط به حالت $T_{R^2} > T_{N=4}$ و منحنی سبز رنگ مربوط به حالت $T_{R^2} < T_{N=4}$.

۴-۴ محاسبه پتانسیل حقیقی کوارک-پاد کوارک

با استفاده از معادلات (4-15) و (4-9) حل کلاسیکی را برای کنش بدست می آوریم:

$$s = -\frac{\tau}{\pi\alpha'} \int_{U_*}^{\infty} dU \sqrt{\frac{V(U)}{V(U_*)}} \left(\frac{V(U)}{V(U_*)} - 1 \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (4-17)$$

قسمت حقیقی پتانسیل کوارک های سنگین از حد $\lim_{\tau \rightarrow \infty} S/\tau$ به دست می آید. این پتانسیل در مرز بی نهایت شده و باید آن را بهنجار کنیم.

در نتیجه از معادله (4-17) داریم:

$$\text{Rev}_{Q\bar{Q}} = -\frac{1}{\pi\alpha'} \int_{U_*}^{\infty} dU \sqrt{\frac{V(U)}{V(U_*)}} \left(\frac{V(U)}{V(U_*)} - 1 \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (4-18)$$

برای اینکه پتانسیل را بهنجار کنیم دو ریسمان باز را که از مرز شروع شده و تا افق ادامه

پیدا می کنند را در نظر می گیریم. در نتیجه مختصات ایستای ریسمان به صورت $X^\mu =$

$(t, cte, 0, 0, U(x))$ است و داریم:

$$X'^\mu = \frac{\partial X^\mu}{\partial x} = (0, 0, 0, 0, U'(x)), \dot{X}^\mu = \frac{\partial X^\mu}{\partial t} = (1, 0, 0, 0, 0) \quad (4-19)$$

از (4-19) داریم که:

$$\dot{X}^\mu \cdot X'^\mu = 0, \dot{X}^2 = -G_{00}(U), X'^2 = U'^2 G_{UU}(U) \quad (4-20)$$

در نتیجه کنش نامبو گوتو به صورت زیر بدست می آید:

$$S = -\frac{\tau}{\pi\alpha'} \int_0^{cte} dx U' = -\frac{\tau}{\pi\alpha'} \int_0^{\infty} dU \quad (4-21)$$

از معادله ی (۴ - ۱۸) و (۴ - ۲۱) پتانسیل حقیقی به صورت زیر بدست می آید:

$$Rev_{Q\bar{Q}} = \frac{1}{\pi\alpha'} \int_{U_*}^{\infty} dU \left[\sqrt{\frac{v(U)}{v(U_*)}} \left(\frac{v(U)}{v(U_*)} - 1 \right)^{-\frac{1}{2}} - 1 \right] - \frac{1}{\pi\alpha'} \int_0^{U_*} dU \quad (۴ - ۲۲)$$

پتانسیل بین چشمه‌های بنیادی ایستا که به وسیله فاصله L در $N=4$ SYM با جفت شدگی قوی توفت λ مجزا شده است در مراجع [9],[10] محاسبه شده است و نشان داده شده که با $1/L$ و $\frac{1}{\sqrt{\lambda}}$ متناسب است و نشان می‌دهد بارها حتی در خلأ اندکی با هم فاصله دارند.

در جفت شدگی قوی تصحیحات پوشش دمایی در مرتبه‌های یکسانی از λ به صورت پتانسیل خلأ و در مقابل تصحیحات دبای در جفت شدگی ضعیف پلاسمای کوآرک-گلوئون ظاهر می‌شود.

به هر حال در فواصل $R < 1/T$ این تصحیحات توسط عامل $(RT)^4$ حذف می‌شوند، که این حذف از رفتار دوگان هندسه‌ی حجم نزدیک مرز سیاه‌غشاء سرچشمه می‌گیرد.

زمانی که $RT \ll 1$ سهم مهم پتانسیل از پیکربندی U شکل که در بالا توضیح دادیم بدست می‌آید و پتانسیل به صورت بسط RT محاسبه می‌شود که پیکربندی‌های دیگر زمانی که $RT > 1$ است، مهم باشند. به هر حال $R < 1/T$ ، ناحیه مورد علاقه‌ای برای مقید کردن حالت‌های کوآرک-های سنگینی که شعاع کوچک دارند می‌باشد. پتانسیل کوآرک سنگین در خلأ $N=4$ SYM بعد از کاهش سهم خود از انرژی کوآرک‌های بی‌نهایت سنگین، از شکل تحلیلی ساده زیر پیروی می‌کند:

$$V_{Q\bar{Q}}(R) = -\frac{\sqrt{\lambda}}{L} \frac{4\pi^2}{\Gamma(1/4)^4} \quad (۴ - ۲۳)$$

در مقایسه با پتانسیل کولونی $SU(N_c)$ استاندارد با عدد رنگ بزرگ که با جفت شدگی ضعیف

متناظر است داریم:

$$V_{\text{coul}}(L) = -\frac{1}{8\pi} \frac{g^2 N_c}{L} \quad (24-4)$$

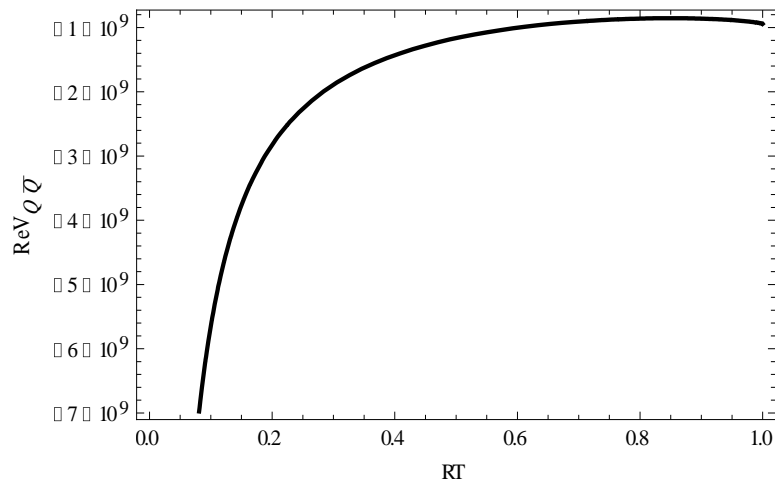
برای محاسبه پتانسیل حقیقی زمانی که $T \neq 0$ باشد، با استفاده از معادله (۲۳-۴) داریم:

$$\text{Rev}_{Q\bar{Q}} = \frac{1}{\pi\alpha'} \left[\int_{U_*}^{\infty} dU \left(\sqrt{\frac{V(U)}{V(U_*)}} \left(\frac{V(U)}{V(U_*)} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right) - U_* \right] \quad (25-4)$$

از آنجایی می‌خواهیم پتانسیل را در مقادیر مختلف با همدیگر مقایسه کنیم لذا به حل انتگرال بالا و رسم آن نیاز داریم ولی حل انتگرال بالا به روش تحلیلی بسیار دشوار می‌باشد لذا انتگرال را به صورت عددی حل می‌کنیم. اگر $L = 1$ و $T = .03\text{Gev}$ و $\zeta = \frac{U_*}{U_h}$ باشد می‌توانیم نمودار $\text{Rev}_{Q\bar{Q}}$ بر حسب RT را رسم کنیم.

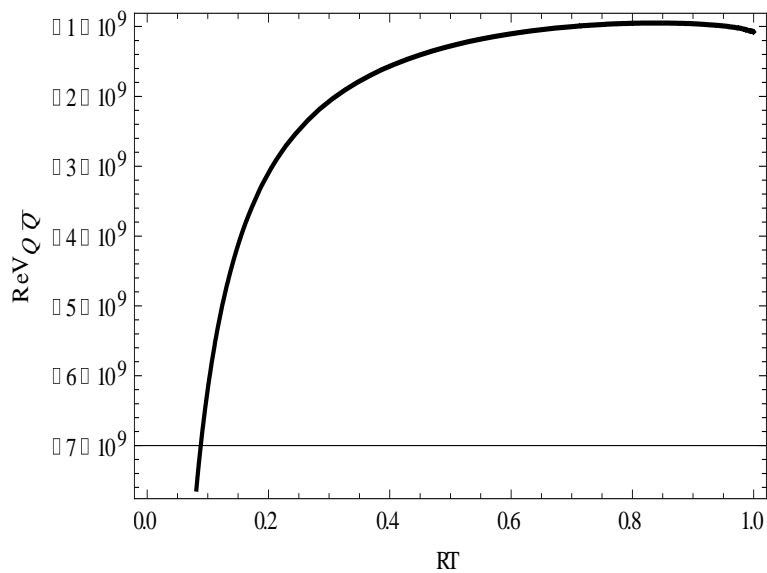
شکل (۵-۴) برای پتانسیل کوارک - پادکوارک مربوط به زمانی است که اثرات تصحیحات انحنای مربعی هنوز اعمال نشده است. در این حالت دمای ناشی از پلاسمای ابر تقارنی یانگ میلز $T_{N=4}$ و دمای ناشی از تصحیحات انحنای گرانشی T_{R^2} برابر می‌باشند ($T_{R^2} = T_{N=4}$) و $(\alpha = 0; \gamma = 0)$.

شکل (۶-۴) مربوط به هنگامی می‌باشد که با اعمال تصحیحات $(\alpha = -.05; \gamma = .06)$ دمای پلاسمای ابر تقارنی یانگ میلز بیشتر از دمای پلاسمای ناشی از تصحیحات انحنای مربعی می‌باشد $(T_{R^2} < T_{N=4})$.



شکل (۴-۵): منحنی پتانسیل بر حسب فاصله کوآرک پادکوآرک بدون

در نظر گرفتن تصحیحات انحنای مربعی ($\alpha = 0; \gamma = 0$)

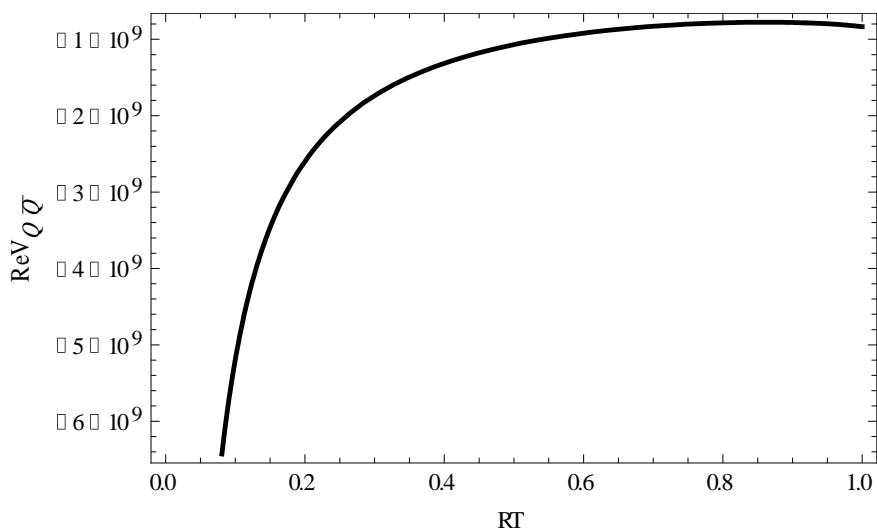


شکل (۴-۶): منحنی پتانسیل بر حسب فاصله کوآرک پادکوآرک با در

نظر گرفتن تصحیحات انحنای مربعی ($\alpha = -0.05; \gamma = 0.06$)

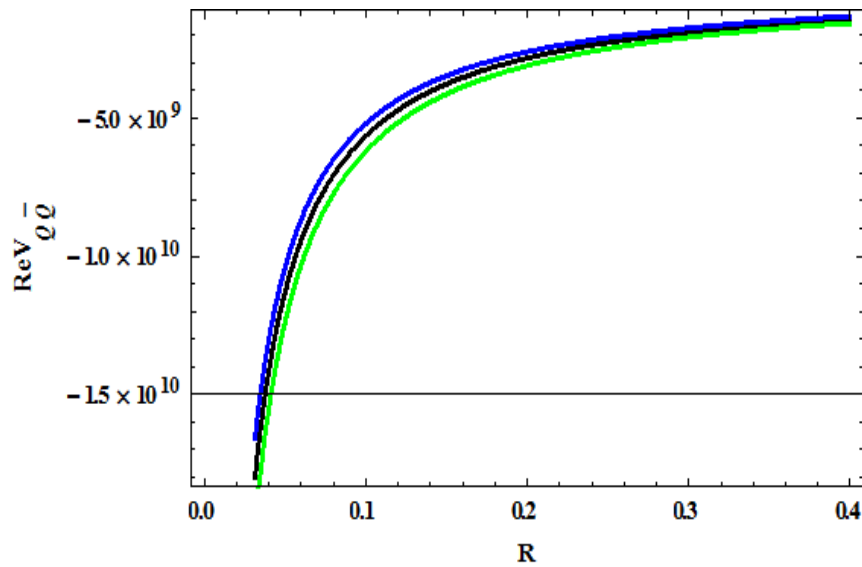
شکل (۷-۴) مربوط به هنگامی می‌باشد که با اعمال تصحیحات ($\alpha = .05; \gamma = -.06$) دمای پلاسمای ابرتقارنی یانگ میلز کمتر از دمای پلاسمای ناشی از تصحیحات انحنای مربعی می‌باشد ($T_{R^2} > T_{N=4}$).

حال با مقایسه هر سه حالت بالا در شکل (۸-۴) می‌توانیم به درکی از اثرات تصحیحات انحنای مربعی بر پتانسیل کوآرک- پادکوآرک برسیم. در این شکل منحنی سیاه رنگ مربوط به $T_{R^2} = T_{N=4}$ ، منحنی آبی رنگ مربوط به حالت $T_{R^2} > T_{N=4}$ و منحنی سبز رنگ مربوط به حالت $T_{R^2} < T_{N=4}$ می‌باشد.



شکل (۷-۴): منحنی پتانسیل بر حسب فاصله کوآرک پادکوآرک با در

نظر گرفتن تصحیحات انحنای مربعی ($\alpha = .05; \gamma = -.06$)



شکل (۸-۴): منحنی پتانسیل بر حسب فاصله کوآرک پادکوآرک. منحنی

سیاه رنگ مربوط به $T_{R^2} = T_{N=4}$ ، منحنی آبی رنگ مربوط به حالت

$T_{R^2} > T_{N=4}$ و منحنی سبز رنگ مربوط به حالت $T_{R^2} < T_{N=4}$.

در نمودار بالا پتانسیل کوآرک پادکوآرک برای سه حالت مختلف رسم شده است منحنی سیاه رنگ مربوط به $T_{R^2} = T_{N=4}$ ($\alpha = 0; \gamma = 0$) و منحنی آبی رنگ مربوط به حالت $T_{R^2} > T_{N=4}$ ($\alpha = .05; \gamma = -.06$) و منحنی سبز رنگ مربوط به حالت $T_{R^2} < T_{N=4}$ ($\alpha = -.05; \gamma = .06$) می باشد. و به وضوح می توانیم تغییرات ایجاد شده در پتانسیل کوآرک پادکوآرک در اثر تصحیحات انحنای مربعی را از روی منحنی مشاهده کنیم.

۴-۵ نتیجه گیری

با توجه به دوگانگی AdS/CFT تصحیحات انحنای مربعی به معنی محدود کردن ثابت جفت شدگی در مرز است این تصحیحات برای مقایسه با نتایج آزمایشگاهی مهم می باشند همانگونه که آنها بر دما اثر می گذارند به تبع همین تاثیر هم بر فاصله ی کوارک - پادکووارک وهم بر پتانسیل کوارک - پادکووارک اثر می گذارد از نمودار شکل (۴-۴) ملاحظه شد که هنگامی که دمای پلاسمای یانگ میلز کمتر از دمای ناشی از تصحیحات باشد فاصله کوارک - پادکووارک افزایش یافته و بر عکس هنگامی که دمای یانگ میلز بیشتر از دمای ناشی از تصحیحات باشد فاصله ی کوارک - پادکووارک کاهش می یابد. به همین ترتیب در مورد پتانسیل شکل (۴-۸) اگر دمای پلاسمای یانگ میلز کمتر از دمای تصحیحات باشد پتانسیل کوارک - پادکووارک افزایش یافته و هنگامی که دمای پلاسمای یانگ میلز بیشتر از دمای تصحیحات باشد پتانسیل کوارک - پادکووارک کاهش می یابد.

منابع

- [1] احسان عظیم فرد، "مطالعه پتانسیل کوارک- پادکوارک با استفاده از همسانی Ads/CFT"، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود (۱۳۹۰).
- [2] کنت اس کرین، "فیزیک جدید"، ترجمه منیژه رهبر، بهرام معلمی، تهران مرکز نشر دانشگاهی (۱۳۸۲)
- [3] احسان عظیم فرد، "مطالعه پتانسیل کوارک- پادکوارک با استفاده از همسانی Ads/CFT"، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود (۱۳۹۰).
- [4] حسن نیازی، "مطالعه اتلاف انرژی کوارک سنگین با استفاده از سیاهچاله RN"، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود (۱۳۹۰).
- [5] مهدی شریفی، "مطالعه مشاهده پذیرهای پلاسمای ناهمسانگرد کوارک گلوئون"، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود (۱۳۹۳).
- [6] آگریفت، دیدید جفری، "مقدمه‌ای بر ذرات بنیادی"، ترجمه حمیدرضا مشفق، سلیمه کیمیاگر، تهران؛ مرکز نشر دانشگاهی (۱۳۸۵)
- [7] B. Svetitsky, *Diffusion of charmed quark in the quark-gluon plasma*, *Phys. Rev. D* 37 (1988) 2484–2491.
- [8] E. Braaten and M. H. Thoma, *Energy loss of a heavy quark in the quark-gluon plasma*, *Phys. Rev. D* 44 (1991) 2625–2630.
- [9] M. G. Mustafa, D. Pal, D. K. Srivastava, and M. Thoma, *Radiative energy-loss of heavy quarks in a quark-gluon plasma*, *Phys. Lett. B* 428 (1998) 234–240, [nucl-th/9711059].
- [10] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, and D. Schiff, *Quenching of hadron spectra in media*, *JHEP* 09 (2001) 033, [hep-ph/0106347].
- [11] Y. L. Dokshitzer and D. E. Kharzeev, *Heavy quark colorimetry of QCD matter*, *Phys. Lett. B* 519 (2001) 199–206, [hep-ph/0106202].
- [12] S. Jeon and G. D. Moore, *Energy loss of leading partons in a thermal QCD medium*, *Phys. Rev. C* 71 (2005) 034901, [hep-ph/0309332].
- [13] M. G. Mustafa and M. H. Thoma, *Quenching of hadron spectra due to the collisional energy loss of partons in the quark gluon plasma*, *Acta Phys. Hung.* A22 (2005) 93–102, [hep-ph/0311168].

- [14] N. Armesto, C. A. Salgado, and U. A. Wiedemann, *Medium-induced gluon radiation off massive quarks fills the dead cone*, *Phys. Rev. D* 69 (2004) 114003, [hep-ph/0312106].
- [15] M. Djordjevic and M. Gyulassy, *Where is the charm quark energy loss at RHIC?*, *Phys. Lett. B* 560 (2003) 37–43, [nucl-th/0302069].
- [16] M. Djordjevic and M. Gyulassy, *Heavy quark radiative energy loss in QCD matter*, *Nucl. Phys. A* 733 (2004) 265–298, [nucl-th/0310076].
- [17] G. D. Moore and D. Teaney, *How much do heavy quarks thermalize in a heavy ion collision?*, *Phys. Rev. C* 71 (2005) 064904, [hep-ph/0412346].
- [18] M. G. Mustafa, *Energy loss of charm quarks in the quark-gluon plasma: Collisional vs radiative*, *Phys. Rev. C* 72 (2005) 014905, [hep-ph/0412402].
- [19] H. van Hees and R. Rapp, *Thermalization of heavy quarks in the quark-gluon plasma*, *Phys. Rev. C* 71 (2005) 034907, [nucl-th/0412015].
- [20] S. Wicks, W. Horowitz, M. Djordjevic, and M. Gyulassy, *Heavy quark tomography of A + A including elastic and inelastic energy loss*, nucl-th/0512076.
- [21] PHENIX Collaboration, S. S. Adler *et al.*, *Nuclear modification of electron spectra and implications for heavy quark energy loss in Au + Au collisions at $\sqrt{s(NN)} = 200$ GeV*, *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006) 032301, [nucl-ex/0510047].
- [22] STAR Collaboration, M. Calderon de la Barca Sanchez *et al.*, *Open charm production from d+ Au collisions in STAR*, *Eur. Phys. J. C* 43 (2005) 187–192.
- [23] STAR Collaboration, A. A. P. Suaide *et al.*, *Charm production in the STAR experiment at RHIC*, *Eur. Phys. J. C* 43 (2005) 193–200.
- [24] E. Shuryak, *Why does the quark gluon plasma at RHIC behave as a nearly ideal fluid?*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 53 (2004) 273–303, [hep-ph/0312227].
- [25] E. V. Shuryak, *What RHIC experiments and theory tell us about properties of quark-gluon plasma?*, *Nucl. Phys. A* 750 (2005) 64–83, [hep-ph/0405066].
- [26] D. Molnar and M. Gyulassy, *Saturation of elliptic flow at RHIC: Results from the covariant elastic parton cascade model MPC*, *Nucl. Phys. A* 697 (2002) 495–520, [nucl-th/0104073].
- [27] T. Hirano, *Hydrodynamic models*, *J. Phys. G* 30 (2004) S845–S852, [nucl-th/0403042].
- [28] D. Teaney, J. Lauret, and E. V. Shuryak, *A hydrodynamic description of heavy ion collisions at the SPS and RHIC*, nucl-th/0110037.
- [29] D. Teaney, J. Lauret, and E. V. Shuryak, *Flow at the SPS and RHIC as a quark gluon plasma signature*, *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 4783–4786, [nucl-th/0011058].
- [30] P. F. Kolb, P. Huovinen, U. W. Heinz, and H. Heiselberg, *Elliptic flow at SPS and RHIC: From kinetic transport to hydrodynamics*, *Phys. Lett. B* 500 (2001) 232–240, [hep-ph/0012137].
- [31] P. Huovinen, P. F. Kolb, U. W. Heinz, P. V. Ruuskanen, and S. A. Voloshin, *Radial and elliptic flow at RHIC: Further predictions*, *Phys. Lett. B* 503 (2001) 58–64, [hep-ph/0101136].
- [32] D. Molnar and P. Huovinen, *Dissipation and elliptic flow at RHIC*, *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005)

012302, [nucl-th/0404065].

[33] D. Teaney, *Effect of shear viscosity on spectra, elliptic flow, and Hanbury Brown-Twiss radii*, *Phys. Rev. C* 68 (2003) 034913.

[34] P. F. Kolb and U. W. Heinz, *Hydrodynamic description of ultrarelativistic heavy-ion collisions*, nucl-th/0305084.

[35] P. Petreczky and D. Teaney, *Heavy quark diffusion from the lattice*, *Phys. Rev. D* 73 (2006) 014508, [hep-ph/0507318].

[36] J. M. Maldacena, *The large N limit of superconformal field theories and supergravity*, *Adv. Theor. Math. Phys.* 2 (1998) 231–252, [hep-th/9711200].

[37] E. Witten, *Anti-de Sitter space and holography*, *Adv. Theor. Math. Phys.* 2 (1998) 253–291, [hep-th/9802150].

[38] S. S. Gubser, I. R. Klebanov, and A. M. Polyakov, *Gauge theory correlators from non-critical string theory*, *Phys. Lett.* B428 (1998) 105–114, [hep-th/9802109].

[39] E. Witten, *Anti-de Sitter space, thermal phase transition, and confinement in gauge theories*, *Adv. Theor. Math. Phys.* 2 (1998) 505–532, [hep-th/9803131].

[40] 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) 111601, [hep-th/0405231].

[41] S. S. Gubser, I. R. Klebanov, and A. W. Peet, *Entropy and temperature of black 3-branes*, *Phys. Rev. D* 54 (1996) 3915–3919, [hep-th/9602135].

[42] P. Kovtun, D. T. Son, and A. O. Starinets, *Holography and hydrodynamics: Diffusion on stretched horizons*, *JHEP* 10 (2003) 064, [hep-th/0309213].

[43] A. Buchel, *On universality of stress-energy tensor correlation functions in supergravity*, *Phys. Lett.* B609 (2005) 392–401, [hep-th/0408095].

[44] A. Karch and E. Katz, *Adding flavor to AdS/CFT*, *JHEP* 06 (2002) 043, [hep-th/0205236].

پیوست

نمونه محاسبات و رسم شکل در نرم افزار ممتیکا

(1)

```
Clear[L, T, U0, US,  $\alpha$ ,  $\gamma$ ,  $\zeta$ ]
```

```
L = 1; T = .3 * 109;  $\alpha$  = -.05;  $\gamma$  = .06;
```

$$U0 = \frac{\text{Pi}L^2T}{1 + (\alpha \frac{1}{4}) - (\gamma \frac{5}{4})};$$

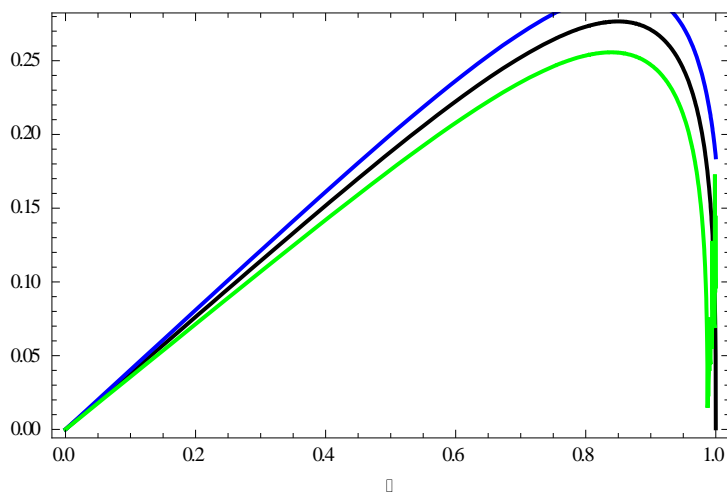
$$US = \frac{U0}{\zeta};$$

$$v[U_]:= (\frac{U^4 - U0^4}{L^4} + \frac{\alpha U^4}{L^4} + \frac{U0^4}{L^4 U^4})$$

$$RT[\zeta_]:= 2T\text{Re}[\text{NIntegrate}[(\frac{v[U]^2}{v[US]} - v[U])^{-\frac{1}{2}}, \{U, US, 100000US\}]]$$

```
w3 = Plot[RT[ $\zeta$ ], { $\zeta$ , 0, 1}, PlotStyle -> {Thick, Green}]
```

```
Show[w1, w2, w3, Frame -> True, FrameLabel ->  $\zeta$ ]
```



(2)

```
Clear[L, T, U0, US,  $\alpha$ ,  $\gamma$ ,  $\zeta$ ]
```

```
L = 1; T = .3 * 109;  $\alpha$  = -.05;  $\gamma$  = -.06;
```

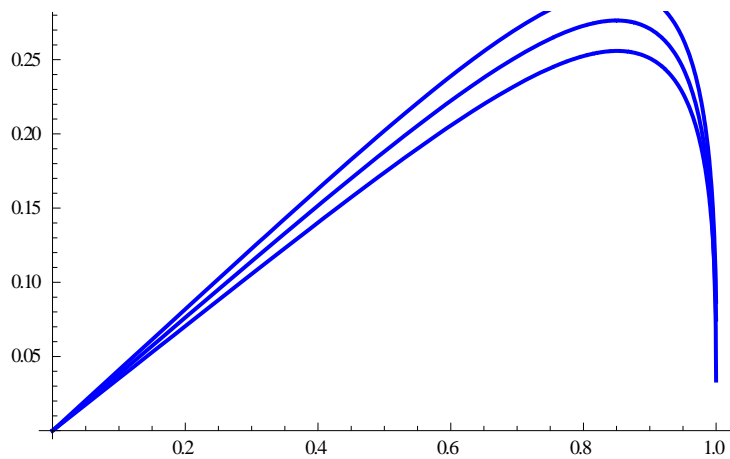
$$U0 = \frac{\text{Pi}L^2T}{1 + \left(\alpha\frac{1}{4}\right) - \left(\gamma\frac{5}{4}\right)}$$

$$US = \frac{U0}{\zeta};$$

$$v[U_]:= \left(\frac{U^4 - U0^4}{L^4} + \frac{\alpha U^4}{L^4} + \frac{U0^4}{L^4 U^4}\right)$$

$$\text{RT}[\zeta_]:= 2T\text{Re}[\text{NIntegrate}\left[\left(\frac{v[U]^2}{v[US]} - v[U]\right)^{-\frac{1}{2}}, \{U, US, 1000US\}\right]]$$

```
w8 = Plot[RT[ $\zeta$ ], { $\zeta$ , 0, 1}, PlotStyle  $\rightarrow$  {Thick, Blue}]
```



Abstract

From collision of two relativistic heavy ions at RHIC and LHC , strongly coupled Quark – Gluon plasma (QGP) has been produced.

High pressure and heat in the collision leads to free quarks and gluons. It was shown that QGP behaves as a fluid and quark freely moves and experiences different forces like drag force.

Because of strongly coupled system, studying perturbatively is not possible. Hence, we should use non-perturbatively methods.

One of the recent methods for studying properties of QGP is using AdS/CFT correspondence. In this duality gravitational corrections consider as higher derivative terms. It means finite coupling from field theory point of view.

In this thesis, we study effect of finite coupling corrections on the drag force of heavy quark, potential of quark - antiquark and distance between quark – antiquark in the QGP.

Keywords:

Quark – Gluon plasma, AdS/CFT correspondence, Strong coupling Contrast, Squared curve correction.



Shahrood University of Technology

Faculty of Physics

Master of Science Thesis

**Study of drag force on heavy quark in quark – gluon
plasma with using string theory**

Ali Akbar khalilian nasab

Supervisors

Dr.KAZEM BITAGHSIR FADAFAN

February 2016