



دانشکده فیزیک
رشته فیزیک گرایش ذرات بنیادی

پایان نامه کارشناسی ارشد

مطالعه مشاهده پذیرهای پلاسمای کوآرک گلوئون در مختصات سرتاسری فضا زمان AdS با استفاده از هولوگرافی

شهرام خواجه

استاد راهنما

دکتر کاظم بی تقصیر فدافن

استاد مشاور

دکتر محمدرضا سرکرده‌ای

شهریور ۱۳۹۵

تقدیم به؛

روح پر فتوح پدر بزرگوارم که راه زندگی را به من آموخت،
مادر دلسوز و مهربانم که دعای خیرش مسیر زندگی را برایم هموار کرد،
همسر مهربانم که همواره با سعه صدر حامی و پشتیبانم بوده است،
و فرزندان دلبندم شریف و حنیف که در انجام این پایان نامه با صبر و حوصله
مرا همراهی نمودند.

سپاس خدایی را که یادش همیشه باعث آرامشم است؛
سپاس خدایی را که در همه مراحل زندگی پشتیبانم بوده و هست؛
سپاس خدایی را که داده‌هایش از روی رحمت است و نداده‌هایش از روی حکمت.

از استاد کراتقدر و فرهیخته‌ام آقای دکتر کاظم بی‌تقصیر ذاقن، نهایت تشکر و قدردانی را دارم که فراتر از یک استاد
راهنما، در نهایت صبر و سکینایی، مرا تشویق و راهنمایی نموده و بیش از آنچه که می‌باید به بنده لطف داشته‌اند. برای ایشان و
خانواده محترمشان آرزوی سلامتی، سعادت و موفقیت دارم. همچنین از استاد مشاور جناب آقای دکتر محمد رضا سرکرده‌ای
بابت راهنمایی و مشاوره دل‌سوزانه نهایت تشکر را دارم.

از اساتید ارجمند آقای دکتر بهنام پور حسن از دانشگاه دامغان و آقای دکتر مصطفی عباس‌ستانی از دانشگاه صنعتی شاهرود
که داوری پایان‌نامه را قبول کردند کمال تشکر را دارم.

شهرام خواجه

شهریور ۹۵

تعمدنامه

اینجانب شهرام خواجه دانشجوی کارشناسی ارشد رشته ذرات بنیادی دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود، نویسنده پایان نامه با عنوان مطالعه مشاهده پذیرهای پلاسمای کوآرک گلوئون در مختصات سرتاسری فضا زمان AdS با استفاده از هولوگرافی، تحت راهنمایی دکتر کاظم بی تقصیر فدافن متعهد می شوم:

- تحقیقات در این پایان نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است.
- در استفاده از نتایج پژوهش های دیگر پژوهشگران، به مرجع مورد استفاده استناد شده است.
- مطالب این پایان نامه، تا کنون توسط خود، یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارایه نشده است.
- حقوق معنوی این اثر، به دانشگاه صنعتی شاهرود تعلق دارد، و مقالات مستخرج با نام “ دانشگاه صنعتی شاهرود “ یا “ Shahrood University of Technology “ به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آوردن نتایج اصلی پایان نامه تاثیرگذار بوده اند، در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می گردد.
- در تمام مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که از موجود زنده (یا بافت های آنها) استفاده شده است، ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در تمام مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته (یا استفاده) شده است، اصل رازداری و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است.

شهرام خواجه
شهریور ۱۳۹۵

مالکیت نتایج و حق نشر

- تمام حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه های رایانه ای، نرم افزارها و تجهیزات ساخته شده) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد. این مطلب باید به نحو مقتضی، در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در این پایان نامه بدون ذکر منبع مجاز نمی باشد.

چکیده

پلاسمای کوارک گلوئون (QGP) محیطی است که در اثر برخورد یون‌های سنگین نسبیتی مثل طلا و سرب در دماهای بالا در برخورددهنده‌های هادرونی LHC و $RHIC$ تولید می‌شود. کوارک‌ها در این محیط می‌توانند به صورت آزاد وجود داشته باشند. توصیف چنین محیطی با استفاده از روش اختلالی به علت جفت‌شدگی قوی محیط میسر نمی‌باشد. بنابراین برای توصیف آن از تناظر AdS/CFT استفاده می‌کنیم. مطالعه نیروی کششی وارد بر کوارک سنگین در پلاسمای کوارک گلوئون در بررسی اتلاف انرژی کوارک سنگین بسیار مهم است. همچنین با بررسی پتانسیل پوششی برای مزون J/ψ جفت $c\bar{c}$ مشاهده می‌کنیم که مقدار آن به L طول جدایی بین کوارک c و پادکوارک \bar{c} بستگی دارد که می‌تواند یک مقدار بیشینه به نام طول پوششی (L_{max}) داشته باشد. در این پایان‌نامه به بررسی نیروی کششی وارد بر کوارک و طول پوششی $c\bar{c}$ در مختصات سرتاسری با استفاده از هولوگرافی یعنی همان AdS/CFT می‌پردازیم تا اثر اندازه و حجم QGP را بر این کمیت‌ها بررسی کنیم و سپس نتایج را با محاسبات انجام شده در مختصات پوانکاره مقایسه می‌کنیم.

کلمات کلیدی: پلاسمای کوارک گلوئون، طول پوششی، اتلاف انرژی، تناظر AdS/CFT ، نیروی کششی، سیاه‌چاله AdS شوارتز شیلد.

لیست مقالات مستخرج از پایان نامه

۱. کاظم بی تقصیر فدافن، شهرام خواجه، ” مطالعه نیروی کششی کوارک سنگین در مختصات کروی با استفاده از دوگانی AdS/CFT ”، بیست و چهارمین کنفرانس بهاره فیزیک، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، اردیبهشت ماه ۱۳۹۵.

فهرست مطالب

۱	مفاهیم مقدماتی	۱
۱	۱.۱ آشنایی مختصر با ذرات بنیادی	۱
۴	۲.۱ مدل کوارکی	۴
۵	۳.۱ مدل استاندارد	۵
۶	۴.۱ نیروهای بنیادی و نظریه‌های فیزیکی	۶
۸	۵.۱ پلاسمای کوارک گلوئون (QGP)	۸
۱۰	۶.۱ نظریه ریسمان	۱۰
۱۱	۷.۱ دوگانی AdS/CFT	۱۱
۱۸	۸.۱ مروری بر مطالعات انجام شده در ارتباط با اتلاف انرژی و طول پوششی	۱۸
۲۵	۹.۱ اهداف تحقیق	۲۵
۲۷	۲ محاسبه نیروی کششی	۲۷
۲۷	۱.۲ محاسبه نیروی کششی در مختصات سرتاسری	۲۷
۲۹	۱.۱.۲ ریسمان کشیده شده در سیاه‌چاله AdS سرتاسری	۲۹
۳۴	۲.۱.۲ مقایسه با حالت اندازه نامحدود	۳۴
۳۷	۳ بررسی طول پوششی کوارکونیوم در مختصات سرتاسری	۳۷
۳۷	۱.۳ کوارکونیوم در QGP	۳۷
۳۸	۲.۳ معرفی طول پوششی	۳۸
۴۰	۳.۳ طول پوششی در چارچوب مرجع پلازما	۴۰
۴۴	۴.۳ بررسی جواب‌های مختلف معادله حرکت	۴۴
۴۷	۵.۳ نیروی کششی	۴۷
۴۹	بحث، نتیجه‌گیری و پیشنهادات	۴۹
۵۱	مراجع	۵۱

فصل ۱

مفاهیم مقدماتی

۱.۱ آشنایی مختصر با ذرات بنیادی

یکی از پرسش‌هایی که همواره ذهن بشر را به خود مشغول کرده است و سرچشمه بسیاری از کشف‌ها گردید این است که ماده از چه ساخته شده است یا به عبارت دیگر ذات ماده و کوچکترین قسمت آن چیست. در این فصل کوشش می‌کنیم خلاصه‌ای از آنچه که تا حالا به دست آمده را به صورت مختصر بیان کنیم. در دنیای زیراتمی، ذرات را می‌توان به صورت زیر تقسیم‌بندی کرد:

۱- لپتون‌ها^۱: (سبک وزن) مثل الکترون e ، موئون^۲ μ ، تاو^۳ τ ، نوترینوی الکترونی ν_e ، نوترینوی موئونی ν_μ و نوترینوی تاو ν_τ .

خانواده لپتون‌ها دارای ۱۲ ذره می‌باشند که در برهم‌کنش‌های قوی شرکت نمی‌کنند.

۲- مزون‌ها^۳: (میان‌وزن) مثل پیون^۴ π و J/ψ و اوپسیلون^۵ Υ .

۳- باریون‌ها^۶: (سنگین‌وزن) مثل پروتون p ، نوترون n و کائون^۷ k^0 .

خانواده مزون‌ها و باریون‌ها را هادرون^۸ می‌نامند که در برهم‌کنش‌های قوی شرکت می‌کنند.

(۴) حامل‌های نیرو^۹ (واسطه‌ها): مثل فوتون، W^\pm و Z^0 و گلوئون.

ذرات در فیزیک اتمی پایدار یا ناپایدار می‌باشند. الکترون و پروتون اجزای پایدار مواد هستند. برای تولید الکترون می‌توان یک قطعه فلز را گرم کرد تا الکترون‌ها از آن خارج شوند و برای تولید پروتون کافی است هیدروژن را یونیده کنیم. در واقع می‌توان گفت اساساً هیدروژن یک محفظه پروتون است.

^۱Leptons

^۲Muon

^۳Mesons

^۴Piuron

^۵Upsilon

^۶Baryons

^۷Kaon

^۸Hagedorn

^۹Force carriers

برای ذرات دیگر سه چشمه اصلی وجود دارد:

۱- پرتوهای کیهانی^{۱۰}

زمین همواره در معرض بمباران با ذرات با انرژی بالا (اساساً پروتون‌ها) است که از فضای خارج جو می‌آیند. منشا این ذرات یک معما است. اما وقتی به اتم‌های بالای جو برخورد می‌کنند رگباری از ذرات ثانوی را تولید می‌کنند که پیوسته بر سر ما می‌بارند. پرتوهای کیهانی به عنوان چشمه ذرات بنیادی دو مزیت دارند: اول آنکه آزادند، دیگر آنکه انرژی آنها می‌تواند بسیار زیاد باشد خیلی بیشتر از آنچه بتوانیم در آزمایشگاه تولید کنیم اما دو اشکال بزرگ نیز دارند:

- آهنگ برخورد آنها با آشکارساز با اندازه معقول بسیار کم است.
- کاملاً غیرقابل کنترل هستند.

به همین دلایل، آزمایش با پرتوهای کیهانی به صبر و اقبال نیاز دارد.

۲- راکتور هسته‌ای

وقتی هسته‌های پرتوزا فرو می‌پاشند ذرات گوناگونی گسیل می‌شوند مثل نوترون‌ها، نوترینوها، پرتوهای آلفا، پرتوهای بتا (الکترون یا پوزیترون) و پرتوهای گاما (فوتون).

۳- شتاب‌دهنده‌های ذرات^{۱۱}

برای تشخیص ذرات بنیادی آشکارسازهای متنوعی مثل شمارش‌گرهای گایگر^{۱۲}، اتاقک ابری^{۱۳}، اتاقک حباب^{۱۴} و ... وجود دارد. سازوکار اغلب آشکارسازها بر این واقعیت استوار است که ذره باردار با انرژی بالا در عبور از ماده در طول مسیرش اتم‌ها را یونیده می‌کند و ردی از خود به جا می‌گذارد اما ذرات خنثی یونش ایجاد نمی‌کنند و ردی نخواهند داشت. مسیر حرکت آنها از تحلیل مسیر ذرات باردار مشاهده شده و بهره‌گیری از اصل پایستگی تکانه و انرژی در هر راس بازسازی می‌شود.

سوالی که در این جا مطرح می‌شود این است که برهم‌کنش ذرات بنیادی چگونه است؟ برای آزمودن برهم‌کنش ذرات بنیادی باید به روش‌های غیرمستقیم متوسل شویم و بدین منظور می‌توانیم از سه منبع استفاده کنیم.

۱- رویدادهای پراکندگی که در آن ذره‌ای به سوی ذره دیگر شلیک می‌شود.

۲- رویدادهای واپاشی که در آن خود ذره خودبه‌خود فرو می‌پاشد و ما بازمانده آن را بررسی می‌کنیم.

۳- حالت‌های مقید که در آن دو یا چند ذره به هم می‌چسبند و ما ویژگی‌های ذره حاصل را بررسی می‌کنیم.

عامل پایداری هسته نیروی هسته‌ای است که بسیار قوی می‌باشد، زیرا بر دافعه الکترومغناطیسی بین پروتون‌ها در هسته غلبه می‌کند ولی برد آن بسیار کوتاه در حدود ابعاد هسته می‌باشد، درحالی‌که برد نیروی الکترومغناطیسی و گرانشی بی‌نهایت است. در الکترودینامیک کلاسیک دافعه الکتریکی دو الکترون را به میدان الکتریکی اطراف آنها نسبت می‌دهیم و هر الکترون در میدان سهم است و الکترون

^{۱۰} Cosmic rays

^{۱۱} Particle accelerators

^{۱۲} Geiger counters

^{۱۳} Cloud chambers

^{۱۴} Bubble chambers

به میدان پاسخ می‌دهد. ذرات بنیادی خیلی کوچک و نوعاً با سرعت خیلی زیاد حرکت می‌کنند. بنابراین فیزیک ذرات بنیادی طبعاً در قلمرو نظریه میدان‌های کوانتومی قرار می‌گیرد و در این نظریه میدان کوانتیده است و دارای ذراتی است که سیستم‌ها از طریق این ذرات برهم‌کنش می‌کنند. برای میدان‌های الکترومغناطیسی ذرات میدان فوتون‌ها هستند. مثلاً برهم‌کنش دو الکترون را می‌توان به صورت جریانی از فوتون‌ها که بین دو بار ردوبدل می‌شود در نظر گرفت که هر الکترون دائماً آنها را گسیل و جذب می‌کند.

اولین نظریه قابل ملاحظه نیروی قوی را یوکاوا^{۱۵} در سال ۱۹۳۴ پیشنهاد کرد. یوکاوا فرض کرد که پروتون و نوترون با نوعی میدان یکدیگر را جذب می‌کنند. درست مانند حالتی که الکترون با میدان الکتریکی، جذب هسته می‌شود. این میدان باید کوانتیده باشد. یوکاوا با محاسبه نشان داد که جرم این کوانتوم باید بین جرم الکترون و پروتون باشد. این ذره یوکاوا به مزون (میان‌وزن) مشهور شد. دو نوع مزون در پرتوهای کیهانی وجود دارد.

(الف) پیون π که مزون واقعی یوکاوا می‌باشد و در جو بالایی تولید می‌شود.

(ب) موئون μ طول عمر بیشتری دارد و سبک‌تر بوده و در سطح دریا مشاهده می‌شود. در واقع شبیه نوعی الکترون است و از خانواده لپتون‌ها می‌باشد.

با مزون‌ها و باریون‌های سنگین تا اندازه‌ای با شگفتی برخورد شد. این ذرات، ذرات شگفت^{۱۶} نام دارند. در سال ۱۹۵۵ اولین شتاب‌دهنده ذرات (کاسموترون بروکهاون^{۱۷}) شروع به کار کرد و به زودی توانست ذرات شگفت را در آزمایشگاه تولید کند. ذرات شگفت به صورت زوج تولید می‌شوند. ویژگی این ذرات این بود که در مقیاس زمانی حدود 10^{-23} ثانیه به وفور تولید می‌شدند، اما واپاشی آنها نسبتاً کند و نوعاً حدود 10^{-10} ثانیه بود، به نظر می‌رسد سازوکاری که در تولید آنها دخیل است با سازوکار حاکم بر تجزیه آنها متفاوت است. یعنی عامل تولید ذرات شگفت نیروهای قوی و عامل واپاشی آنها از طریق نیروهای ضعیف^{۱۸} (نیرویی که باعث واپاشی بتا و سایر فرآیندهای نوترینویی است) می‌باشد.

در سال ۱۹۵۳ گلمان^{۱۹} و نیشی جیما^{۲۰} به هر ذره یک ویژگی جدید به نام شگفتی نسبت دادند به این معنی که عدد شگفتی در هر برهم‌کنش قوی پایسته است. اما در برهم‌کنش ضعیف پایسته نیست. مثلاً پروتون و نوترون و پیون دارای عدد شگفتی صفر می‌باشند. لپتون‌ها و فوتون به طور کلی به نیروهای قوی، حساس نیستند. بنابراین شگفتی در مورد آنها به کار نمی‌رود.

^{۱۵}Yukawa

^{۱۶}Strange particles

^{۱۷}Brookhaven Cosmotron

^{۱۸}Weak forces

^{۱۹}M. Gell-Mann

^{۲۰}Nishijima

۲.۱ مدل کوارکی

در سال ۱۹۶۴ گل‌مان و زویگ^{۲۱} مستقل از یکدیگر پیشنهاد کردند که در واقع تمام هادرون‌ها از اجزای بنیادی‌تری تشکیل شده‌اند. گل‌مان این اجزا را کوارک نامید. کوارک‌ها در شش طعم^{۲۲}: بالا (u)، پایین (d)، عجیب (s)، افسون (c)، سر (t) و ته (b) وجود دارند. برای هر کوارک (q) پادکوارک (\bar{q}) با بار و شگفتی مخالف وجود دارد. بر طبق مدل کوارکی^{۲۳} به دلیل حبس کوارکی^{۲۴}، کوارک مجزا وجود ندارد (یعنی کوارک‌ها در هادرون‌ها مطلقاً محبوس می‌باشند و هر قدر هم که سعی کنیم نمی‌توانیم آنها را بیرون بکشیم). کوارک‌ها همیشه به هم مقیدند و ذرات مرکب هادرون‌ها را می‌سازند. حتی اگر همه کوارک‌ها در هادرون‌ها گیر کرده باشند باز هم مطالعه تجربی آنها دور از دسترس نیست. می‌توان داخل پروتون را به همان طریقی که رادرفورد درون اتم را بررسی کرد - با شلیک چیزهایی به درون آن - کاوید. آزمایش‌هایی از این نوع در اواخر دهه شصت با استفاده از الکترون‌های پرنرژی در مرکز شتاب‌دهنده خطی استانفورد ($SLAC$)^{۲۵} انجام شد. آزمایش در اوایل دهه هفتاد با استفاده از باریکه نوترینو و سپس با استفاده از پروتون‌ها در سرن تکرار شد. نتایج این آزمایش‌ها که به پراکندگی ناکشسان عمیق^{۲۶} موسوم است به‌طور شگفت‌آوری یادآور نتایج آزمایش‌های رادرفورد است. به هر حال، در مورد پروتون شواهد دال بر آن است که به‌جای یک قطعه، سه قطعه وجود دارد. بدیهی است که این امر تأیید محکمی از مدل کوارکی است، اما هنوز قطعی نیست.

اصل طرد پاولی یکی از مهم‌ترین دستاوردهای نظریه میدان‌های کوانتومی می‌باشد. این اصل برای ذرات با اسپین نیم صحیح به‌کار می‌رود و کوارک‌ها نیز جزء این ذرات می‌باشند. بنابراین اصل طرد پاولی برای کوارک‌ها نیز برقرار است. بعضی از هادرون‌ها (مثل Δ^{++} (uuu) و Δ^{-} (ddd) و ...) از سه کوارک یکسان تشکیل شده است که اصل طرد پاولی را ظاهراً نقض می‌کند.

گرینبرگ^{۲۷} در سال ۱۹۶۴ برای حل این مشکل عنوان کرد که کوارک‌ها نه تنها در طعم‌های مختلف ظاهر می‌شوند بلکه عدد کوانتومی دیگری به‌نام رنگ دارند و هریک از کوارک‌ها در سه رنگ قرمز، آبی و سبز وجود دارند. بنابراین کوارک‌ها با سه ویژگی بار و شگفتی و رنگ شناسایی می‌شوند. تمام ذرات موجود در طبیعت بی‌رنگ هستند یعنی یا مقدار کل هر رنگ صفر است یا هر سه رنگ به‌مقدار مساوی وجود دارند. باید توجه کرد که ذره‌ای با دو کوارک یا چهار کوارک نمی‌توانیم داشته باشیم زیرا ذرات در طبیعت باید بی‌رنگ باشند و ترکیبات بی‌رنگ عبارتند از مزون ($q\bar{q}$)، باریون (qqq) و پادباریون ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$). نظریه‌ای که در فیزیک دینامیک رنگ‌ها را توصیف می‌کند نظریه کوانتومی رنگ QCD ^{۲۸} نامیده می‌شود.

^{۲۱}Zweig

^{۲۲}Flavour

^{۲۳}The Quark Model

^{۲۴}Quark confinement

^{۲۵}Stanford Linear Accelerator Center

^{۲۶}Deep inelastic scattering

^{۲۷}O.W.Greenberg

^{۲۸}Quantum Chromodynamics

مدل کوارکی به سادگی می‌توانست بسیاری یافته‌های قبلی را توصیف کند و پیش‌بینی‌های درستی از ساختار پروتون داشت اما دو نقص آشکار هم داشت که عبارت بودند از:

(الف) نبود دلیل تجربی سازگار بر وجود کوارک‌های آزاد

(ب) ناسازگاری با اصل طرد پاولی

کشف ذره J/ψ در سال ۱۹۷۰ به انقلاب نوامیر مشهور است که باعث نجات مدل کوارکی شد. ذره J/ψ از لحاظ الکتریکی خنثی و مزون بسیار سنگین (سه برابر وزن پروتون) است و به دلیل طول عمر طولانی (قبل از فروپاشی) غیرعادی بود. طول عمر آن 10^{10} برابر بیشتر از ذره مشابه است. طبق مدل کوارکی J/ψ یک حالت مقید از کوارک c (افسون) و پادکووارک آن (\bar{c}) است ($J/\psi = c\bar{c}$). به این ترتیب ایده طعم چهارم به حقیقت پیوست و تقارن حیرت‌آوری بین لپتون‌ها و کوارک‌ها در آن زمان به وجود آمد. با کشف مزون سنگین (اوپسیلون $\Upsilon = b\bar{b}$) کوارک b (bottom) و پس از آن کوارک t (top) تقارن گلاشو^{۲۹} با شش کوارک و لپتون ابقا شد [۱].

۳.۱ مدل استاندارد

در این مدل همه برهم‌کنش‌های بنیادی از یک اصل عمومی یعنی شرط ناوردایی پیمان‌های موضعی^{۳۰} به دست می‌آیند. از اجتماع QCD و نظریه الکتروضعیف گلاشو، واینبرگ و سلام^{۳۱} مدلی به نام مدل استاندارد شکل می‌گیرد که این مدل کاملترین توصیفی است که ما از برهم‌کنش ذرات بنیادی در اختیار داریم. به کمک مدل استاندارد همه برهم‌کنش‌های ذرات بنیادی بجز گرانش را می‌توان توصیف کرد. در این مدل ماده از سه نوع ذرات بنیادی ساخته شده است: (۱) لپتون‌ها (۲) کوارک‌ها (۳) حامل‌های نیرو.

همچنین بر طبق این مدل ذرات را می‌توان به دو دسته تقسیم‌بندی کرد، ذرات تشکیل‌دهنده ماده که فرمیون^{۳۲} هستند و ذرات حامل نیرو یا ذرات تبادلی که بوزون^{۳۳} می‌باشند.

در این مدل شش لپتون و شش پادلپتون وجود دارد. بنابراین در کل ۱۲ لپتون داریم که برحسب بار (Q)، عدد الکترونی (L_e)، عدد موئون (L_μ) و عدد تاو (L_τ) دسته‌بندی می‌شوند. همچنین شش طعم برای کوارک داریم که برای هر طعم سه رنگ وجود دارد. بنابراین ۳۶ کوارک داریم. برای هر برهم‌کنشی واسطه خودش را داریم. فوتون‌ها برای نیروهای الکترومغناطیسی، W^\pm و Z^0 برای نیروهای الکتروضعیف و در برهم‌کنش‌های قوی بین دو کوارک، گلوئون مبادله می‌شوند (طبق مدل استاندارد ۸ گلوئون وجود دارد). گلوئون‌ها حامل رنگ هستند، بنابراین مثل کوارک‌ها به حالت منزوی وجود ندارند و مستقیماً با بقیه گلوئون‌ها جفت می‌شوند و این جفت‌شدگی مستقیم گلوئون - گلوئون بررسی آنها را پیچیده‌تر می‌کند [۱، ۱۰].

^{۲۹}Glashow symmetry

^{۳۰}Local gauge invariance

^{۳۱}Glashow- Weinberg-Salam of electroweak theory

^{۳۲}Fermion

^{۳۳}Boson

مدل استاندارد دو مشکل اساسی دارد:

(الف) این مدل شامل گرانش نمی‌شود.

(ب) حدود 2° پارامتر در این مدل وجود دارد که قابل محاسبه توسط نظریه نیست و باید به صورت دستی وارد شوند. از جمله این پارامترها می‌توان به نسبت جرم موئون به الکترون اشاره کرد که به طور دستی وارد می‌شود. ($\frac{m_m}{m_e} = 207$).

از آنجا که گرانش نیرویی است که در تشکیل جهان بزرگ مقیاس نقش اساسی دارد و در محدوده ذرات بنیادی بسیار کوچک‌تر از نیروهای دیگر است عملاً در مدل استاندارد وارد نمی‌شود. از طرفی در مدلی که پارامترها به صورت دستی وارد شوند فیزیک نظریه یکتا نیست و با وارد کردن عددهای متفاوت دیگر، نظریه‌ای با فیزیک متفاوت به دست می‌آید [۲].

۴.۱ نیروهای بنیادی و نظریه‌های فیزیکی

چهار نیروی بنیادی در طبیعت وجود دارد که عبارتند از: نیروی گرانشی، نیروی الکترومغناطیسی، نیروی هسته‌ای قوی و نیروی هسته‌ای ضعیف.

برای هر یک از این نیروها یک نظریه فیزیکی وجود دارد. نظریه کلاسیک گرانش، قانون گرانش عمومی نیوتن است و تعمیم نسبیتی آن نظریه نسبت عام اینشتین می‌باشد. نظریه فیزیکی که نیروهای الکترومغناطیسی را توصیف می‌کند، الکترودینامیک نامیده می‌شود. فرمول‌بندی کلاسیک آن را ماکسول انجام داده است و نظریه ماکسول با نسبیت خاص سازگار می‌باشد و نظریه کوانتومی الکترودینامیک را QED می‌گویند.^{۳۴}

نیروهای هسته‌ای ضعیف که مسئول واپاشی هسته‌ای بتا (مثل واپاشی پیون، موئون و بسیاری از ذرات شگفت دیگر) هستند توسط نظریه الکتروضعیف گلاشو، واینبرگ و سلام توضیح داده شده‌اند. در نظریه اولیه واپاشی بتا در انرژی‌های کم (۱۹۳۳) فرمی این فرآیند را برهم‌کنش تماسی در نظر گرفت که در یک نقطه به وقوع می‌پیوندد. بنابراین به هیچ ذره واسطه نیاز ندارد. اما این رهیافت در انرژی‌های زیاد درست نمی‌باشد و سرانجام باید نظریه‌ای که در آن برهم‌کنش با تبادل ذرات انجام می‌شود جانشین آن شود. این ذرات بوزون برداری میانی نامیده می‌شوند.

نظریه الکتروضعیف گلاشو، واینبرگ و سلام برهم‌کنش‌های ضعیف و الکترومغناطیسی را تجلی مختلف یک نیروی الکتروضعیف در نظر می‌گیرد و از این جهت چهار نیرو به سه نیرو تقلیل پیدا می‌کند. هر یک از نیروها با مبادله یک ذره ردوبدل می‌شود، نیروهای الکترومغناطیسی با فوتون، نیروهای قوی با گلوئون و نیروهای ضعیف با بوزون‌های برداری میانی W^{\pm} و Z^0 ردوبدل می‌شوند و واسطه گرانش گراویتون نامیده می‌شود.

طبق مدل کوارکی، کوارک‌ها علاوه بر داشتن درجات آزادی کوانتومی متداول مثل بار، اسپین و ...، دارای درجات آزادی دیگر موسوم به طعم و رنگ می‌باشند. طعم کوارک‌ها عامل برهم‌کنش ضعیف بین آنها است. مفهوم رنگ و همچنین دینامیک کوانتومی حاکم بر آنها در سال ۱۹۶۶ توسط نامبو گوتو

^{۳۴}Quantum Electrodynamics

کشف شد و باعث تولد نظریه کوانتومی رنگ QCD (کرومودینامیک کوانتومی) گردید. کوارک‌ها به دلیل داشتن درجه آزادی رنگ از طریق گلوئون‌ها که ذرات واسطه کرومودینامیک کوانتومی (QCD) هستند، نیروی هسته‌ای قوی به یکدیگر وارد می‌کنند نظریه دینامیک رنگ نظریه‌ای است که به توصیف برهم‌کنش بین ذراتی می‌پردازد که دارای بار رنگ بوده و حامل این نیرو، گلوئون می‌باشد [۱، ۱۰].

مهم‌ترین تفاوت‌های QED و QCD به صورت زیر است.

الف) در QED یک نوع بار الکتریکی وجود دارد که می‌تواند مثبت یا منفی باشد، یعنی برای مشخص کردن بار ذره، یک عدد کافی است ولی در QCD سه نوع رنگ وجود دارد.

ب) اختلاف دیگر QED و QCD در اندازه ثابت جفت‌شدگی است. در حساب فاینمن هر راس در QED ضریب $\alpha = \frac{1}{137}$ را وارد می‌کند. کوچکی این عدد به این معنی است که فقط نمودارهای فاینمن با تعداد رئوس کم را در نظر می‌گیریم و از طرفی ثابت جفت‌شدگی مربوط به نیروی قوی، α_s ، به لحاظ تجربی که از نیروی بین دو پروتون محاسبه می‌شود بزرگ‌تر از یک است. بزرگی این عدد به این معنی است که در حساب فاینمن به جای این که سهم نمودارهای پیچیده کمتر و کمتر شود، بیشتر و بیشتر می‌شود و نمودارهای فاینمن که در QED بسیار مفید بودند ظاهراً بی‌ارزش می‌شوند. ولی کشف مهم در QCD این بود که، عددی که نقش ثابت جفت‌شدگی را دارد اصلاً ثابت نیست بلکه به فاصله ذرات برهم‌کنش بستگی دارد. در فاصله‌های نسبتاً بزرگ مشخصه فیزیک هسته‌ای، این عدد بزرگ است، ولی در فاصله‌های کوتاه (کمتر از اندازه پروتون) کاملاً کوچک می‌شود این پدیده را آزادی مجانبی^{۳۵} می‌گویند و به این معنی است که داخل پروتون و پیون، کوارک‌ها، بدون برهم‌کنش زیاد به این طرف آن طرف می‌روند درست مانند رفتاری که به طور تجربی در آزمایش‌های پراکندگی ناکشسان ژرف دیده می‌شود. از دیدگاه نظری، کشف آزادی مجانبی حساب فاینمن را ابزار معقولی برای QCD در محدوده انرژی‌های بالا می‌سازد.

ج) تفاوت دیگر QED و QCD آن است که درحالی‌که بسیاری از ذرات حامل بار الکتریکی هستند اما ذرات طبیعی حامل رنگ نیستند. به طور تجربی، به نظر می‌رسد که کوارک‌ها در بسته‌های بی‌رنگ دوتایی (مزون‌ها) و سه‌تایی (باریون‌ها) محبوس‌اند [۱].

برای شناختن نیروی هسته‌ای قوی باید کوارک‌ها و گلوئون‌ها را مطالعه کرد، همان کاری که برای الکترون‌ها انجام می‌دادیم. ولی یک تفاوت اساسی وجود دارد کوارک‌ها را نمی‌توان به صورت آزاد پیدا کرد. شما هرچه قدر هم به یک پروتون انرژی بدهید نمی‌توانید کوارک داخل آن را جدا کنید به این اصل حبس کوارکی می‌گویند.

حبس کوارکی و آزادی مجانبی، دو ویژگی اصلی نیروی هسته‌ای قوی هستند. چنین رفتارهایی را در الکترومغناطیس نداریم پس این نیرو را باید بهتر بشناسیم. برای این کار بهترین روش استفاده از روش پراکندگی است. به جای شتاب دادن پروتون‌ها و برخورد دادن آنها به یکدیگر، هسته‌های سنگین را به هم برخورد می‌دهند. برای این منظور از یون‌های سنگین نسبیتهی طلا و سرب استفاده می‌شود [۳].

^{۳۵}Asymptotic freedom

۵.۱ پلاسمای کوارک گلوئون (QGP)

در اثر برخورد یون‌های سنگین نسبیتی طلا یا سرب در برخورددهنده‌های هادرونی $RHIC$ ^{۳۶} و LHC ^{۳۷} در دماهای بالا محیطی با جفت‌شدگی قوی با نام پلاسمای کوارک گلوئون (QGP) ایجاد می‌شود. عمر این ماده از مرتبه 10^{-23} ثانیه و دمای آن تقریباً 10^{12} کلوین است. این دما خیلی بیشتر از دمای مرکز خورشید $15 \times 10^6 K$ است. همچنین این محیط چگالی بسیار بالایی دارد و مقدار آن تقریباً برابر $\rho \cong 4 \frac{GeV}{fm^3} \cong 7 \times 10^8 \frac{kg}{m^3}$ است.

عمر و دمای این پلاسمای در آزمایشگاه تنها به کمک ذرات نهایی که در اثر برخورد یون‌های سنگین نسبیتی ایجاد شده و با آشکارسازها رصد می‌شوند، به دست می‌آید. یعنی تمام اطلاعاتی که فیزیکدانان از این محیط بسیار داغ و چگال کسب می‌کنند به وسیله تابش الکترومغناطیس زمینه و رد و اثر باقیمانده از هادرون‌های خروجی است که توسط آشکارسازها ثبت می‌گردد.

در این ماده کوارکی، نقش اصلی را نیروی هسته‌ای قوی بازی می‌کند و با پلاسمای معمولی که با نیروی الکترومغناطیسی شناخته می‌شوند، فرق می‌کند. این نوع برخوردها، با نام دیگری به نام مه‌بانگ کوچک شناخته می‌شوند، یعنی دمای تولید شده و چگالی انرژی در حد مقادیر مه‌بانگ در زمان شکل‌گیری کیهان اولیه است. پس می‌توان با بررسی این آزمایش‌ها در مورد کیهان اولیه هم اطلاعات کسب کرد. می‌توان انتظار داشت که QGP در سه‌جا ایجاد شود.

(الف) عالم اولیه

(ب) مرکز ستاره‌های چگال

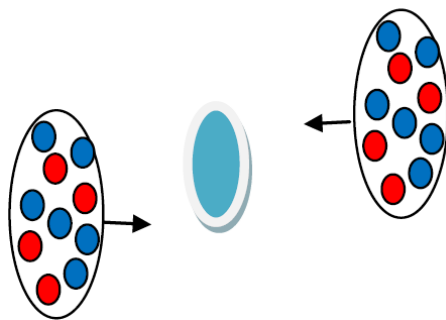
(ج) در مرحله اولیه برخورد یون‌های سنگین در انرژی‌های بالا

تنها روشی که می‌توانیم به دماها و چگالی‌های مربوط به برهم‌کنش قوی برسیم این است که هسته‌های سنگین را برخورد دهیم. در $RHIC$ واقع در آزمایشگاه ملی بروکهاون آمریکا یون‌های طلا با 197 نوکلئون و LHC واقع در سرن یون‌های سرب با 208 نوکلئون برهم برخورد داده می‌شوند. این برخورددهنده‌ها می‌توانند تا 10^0 برابر جرم سکون پروتون به ذرات انرژی بدهند. هنگامی که دو هسته به یکدیگر برخورد می‌کنند مراحل پیچیده‌ای رخ می‌دهد. اما نشانه‌های خوبی وجود دارد که برای یک بازه زمانی کوتاه بعد از برخورد مقدار قابل توجه از ماده مانند سیستمی که به تعادل گرمایی با محیط رسیده باشد، رفتار می‌کند که توسط یک دما و پتانسیل شیمیایی (مقدار انرژی که لازم داریم یک ذره از سیستم بگیریم یا اضافه کنیم) مشخص می‌شود، ولی بر اثر گسترش توپ آتشین اولیه و سرد شدن آن هادرون‌ها شکل می‌گیرند و ماده وارد فاز هادرونی می‌شود [۳، ۴].

انرژی از دید ناظری که در مرکز جرم این برخوردها مسئله را می‌بیند متفاوت است. انرژی مرکز جرم در $RHIC$ تقریباً $40 TeV$ و در LHC برابر $5/5 TeV$ می‌باشد. تعداد هادرون‌های خنثی و باردار نهایی در $RHIC$ در حدود 8000 ذره می‌باشد. چگالی در حدود 4 گیگا الکترون ولت برمکعب فرمی است. پس از برخورد ماده در جهت شعاعی شروع به منبسط شدن می‌کند [۶].

^{۳۶}Relativistic heavy ion collider

^{۳۷}Large hadron collider



شکل ۱.۱: نمایی کلی از برخورد دو یون، که با سرعت نسبی به یکدیگر برخورد می‌کنند. دایره‌های بزرگ و کوچک به ترتیب یون‌ها و نوکلئون‌ها هستند. رنگ قرمز آبی یعنی نوترون و پروتون. دایره بزرگتر به دلیل سرعت نسبی در راستای حرکت انقباض لورنتسی دارد. دایره میانی جایی را نشان می‌دهد که پلاسمای کوارک گلوئون تشکیل می‌شود

همان‌طور که از شکل ۱.۱ پیداست، سرعت نسبی یون‌ها، باعث انقباض لورنتسی و تغییر شکل آنها می‌شود. واضح است که در این برخورد همه پروتون‌ها به یکدیگر کوبیده نمی‌شوند. بعضی از آنها تماشاچی هستند و فقط تعدادی از آنها در برخورد شرکت می‌کنند.

پرسش نخست این است که چه‌طور با داشتن شرایط اولیه برخورد، می‌توان فیزیک ماده حاصل از برخورد را بررسی نمود. مثلاً مقدار آنروپی حاصل یا تعداد ذرات نهایی که توسط آزمایش رصد می‌شوند چه مقدار است؟ یا اینکه چقدر طول می‌کشد تا محیط پلاسمای، به دمای تعادل برسد؟ [۳]

آنچه از آزادی مجانبی انتظار داریم کاهش شدت جفت‌شدگی برهم‌کنش‌ها در انرژی‌های بالاست. آیا این اتفاق در مورد پلاسمای کوارک گلوئون هم درست است؟ شبیه‌سازی‌ها نشان می‌دهند که این ماده از الگوی مایع پیروی می‌کند، پس هیدرودینامیک دارد و محاسبه نسبت چسبندگی برشی^{۳۸} به چگالی آنروپی آن هم کوچک‌ترین مقدار به دست آمده در طبیعت است. کوچکی این کمیت به ما می‌گوید که این ماده، یک سیال ایده‌آل است. پس تکانه نمی‌تواند تا فاصله‌های بلند منتقل شود و طول پویش آزاد میانگین کاهش می‌یابد [۷].

مطالعه نظری این ماده عجیب و غریب به این سادگی‌ها نیست. باید در نظریه میدان، دما را هم وارد کرد و تحول زمانی نیز لحاظ شود. روش شبکه^{۳۹} در این موارد بسیار پیچیده است و نیاز به روش‌های عددی و ابررایانه‌های پیشرفته دارد. یکی از روش‌های پیشنهادی برای مطالعه این محیط استفاده از نظریه ریسمان^{۴۰} است.

^{۳۸}Viscosity

^{۳۹}Lattice

^{۴۰} String theory

۶.۱ نظریه ریسمان

بر اساس نظریه ریسمان ذرات بنیادی مختلف، مدهای نوسانی ریسمان کوانتومی بنیادی بسیار کوچکی می‌باشند که طول آنها در محدوده طول پلانک^{۴۱}، $10^{-34}m$ است. مثلاً کوانتوم میدان گرانش (گراویتون) توسط یک مد نوسانی و کوانتوم میدان الکترومغناطیس (فوتون) توسط مد نوسانی متفاوتی از این ریسمان‌های بنیادی توصیف می‌شوند. در این نظریه ریسمان‌ها می‌توانند باز و بسته باشند مثلاً ریسمان سازنده گراویتون بسته و ریسمان سازنده فوتون باز است. نظریه ریسمان یک نظریه گرانشی و کوانتومی است. بنابراین نامزدی برای وحدت گرانش و کوانتوم می‌باشد، یعنی یک گزینه عالی برای وحدت نیروهای طبیعت است.

طبق این نظریه تمام کمیت‌ها را می‌توان از یک کمیت بعددار که همان طول ریسمان است تعیین کرد یعنی برخلاف مدل استاندارد هیچ کمیتی که بخواهیم آن را به صورت دستی وارد کنیم در نظریه وجود ندارد [۱۰].

نظریه ریسمان ابتدا برای توجیه رابطه مشخص شده بین جرم واسپین، در آزمایش‌های مربوط به هادرون‌ها در مطالعه نیروی هسته‌ای قوی پیشنهاد شد که نظریه ریسمان بوزونی نام‌گذاری شد. این نظریه فقط شامل بوزون‌ها بوده و فرمیون‌ها را شامل نمی‌شود در نتیجه نیروها را توصیف کرده و ماده را توصیف نمی‌کند و شامل هر دو ریسمان باز و بسته است. به دلیل ظاهر شدن ذراتی با جرم موهومی به نام تاکیون^{۴۲}، در این نظریه شاهد ناپایداری هستیم. تعداد ابعاد فضا زمان در نظریه ریسمان بوزونی ۲۶ می‌باشد ولی در نظریه ابرریسمان^{۴۳} که بوزون‌ها و فرمیون‌ها را توسط ابرتقارن به یکدیگر مرتبط می‌کند، ۱۰ می‌باشد.

قبل از سال ۱۹۹۵ پنج نظریه ابرریسمان وجود داشت. در سال ۱۹۹۵ ادوارد ویتن^{۴۴} نشان داد که این پنج نظریه با هم مرتبط بوده و با برخی از تبدیلات می‌توان آنها را به یکدیگر تبدیل کرد و این پنج نظریه حالت خاصی از یک نظریه کامل‌تر می‌باشد که وی آن را نظریه M نام نهاد [۲].

حال این سوال پیش می‌آید که چرا برای مطالعه QGP از نظریه ریسمان استفاده می‌کنیم؟ آیا تاکنون با این روش، نتیجه‌ای هم به دست آمده که مورد توجه همگان باشد؟ پاسخ مثبت است: در محاسبه نسبت چسبندگی برشی به چگالی آنتروپی، با استفاده از نظریه ریسمان نشان داده شده که این کمیت، یک حد کمینه دارد. این حد به طور جالب توجهی در نتایج محاسبه‌های QCD رعایت می‌شود و مهم‌تر این که به آن بسیار نزدیک هستند. کشف این نکته، هیجان زیادی پدید آورده است. بررسی هم‌دمایی سریع پلازما نیز به این روش مطالعه شده است و با نتایج آزمایش‌های تجربی هم‌خوانی جالب توجهی دارد [۸].

^{۴۱} Planck length

^{۴۲} Tachyon

^{۴۳} Super string theory

^{۴۴} E. Witten

۷.۱ دوگانی AdS/CFT

تبدیلاتی که نظریه‌های مختلف ریسمان را به یکدیگر مرتبط می‌کنند دوگانی می‌گویند. اگر دو نظریه از تبدیلات دوگانی پیروی کنند معنی آن این است که با اعمال تبدیلات بر روی یکی می‌توان دیگری را به دست آورد. در این حالت دو نظریه را دوگان یکدیگر تحت آن تبدیلات می‌گویند. یعنی دو نظریه که دوگان یکدیگرند توصیف‌های ریاضی متفاوتی از یک پدیده فیزیکی یکسان ارائه می‌دهند.

دلیل استفاده از نظریه ریسمان برای مطالعه QGP این است که در آن بین دو نظریه دوگانی وجود دارد یعنی در نظریه ریسمان می‌توان ارتباط عمیقی میان یک نظریه میدان با ثابت جفت‌شدگی قوی و یک نظریه گرانشی کلاسیک پیدا کرد. مثلاً دوگانی S برهم‌کنش‌هایی با شدت‌های قوی و ضعیف را به یکدیگر مربوط می‌سازد که بهترین مثال آن دوگانی AdS/CFT است. البته نام دوگانی گرانش-پیمانه مناسب‌تر است [۲، ۳].

دوگانی AdS/CFT یک ایده است که از نظریه ابرریسمان سرچشمه می‌گیرد و هم ارزی زیر را بین دو نظریه ایجاد می‌کند.

(۱.۱) نظریه‌پیمانه‌ای با جفت‌شدگی قوی در ۴ بعد = نظریه‌گرانشی در پنج‌بعد فضا زمان AdS

بر اساس AdS/CFT فیزیک چهاربعده به فیزیک پنج‌بعده وابسته می‌شود. در این معنا AdS/CFT اغلب هولوگرافی نامیده می‌شود. مثلاً هولوگرام نوری کد اطلاعات یک تصویر سه‌بعده را بر روی یک شی دوبعده قرار می‌دهد و به‌طور مشابه یک نظریه هولوگرافی کد یک نظریه پنج‌بعده توسط یک نظریه چهاربعده می‌باشد. عنوان کلی هولوگرافی نیز توصیف مناسبی از نظریه‌هایی است که دوگان گرانشی یک نظریه میدان را معرفی می‌کنند. باید توجه کرد بنابر اصل هولوگرافی برای نظریه میدان پیمانه‌ای در d بعد می‌توان یک نظریه معادل گرانشی در $d + 1$ بعد یافت.

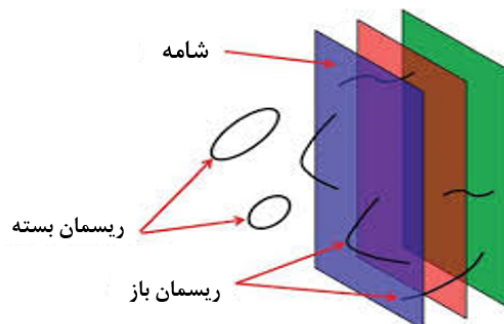
دوگانی AdS/CFT ادعا می‌کند که می‌توان یک نظریه پیمانه‌ای با جفت‌شدگی قوی را با استفاده از یک فضا زمان خمیده یعنی فضا زمان AdS ^{۴۵} تجزیه تحلیل کرد. $De Sitter$ یک ستاره‌شناس هلندی بود که در سال ۱۹۱۷ یک جواب برای معادله اینشتین، با یک ثابت انحنا مثبت به دست آورد. برای یک ناحیه فضایی سرتاسری، ثابت انحنا مثبت است و در مقابل فضا زمان AdS ، فضا زمان با ثابت انحنا منفی می‌باشد [۹].

برای داشتن تصویری از چگونگی به‌وجود آمدن فضای AdS ابتدا شامه را معرفی می‌کنیم. مطابق شکل ۲.۱ یک شامه موجودی است دارای جرم و بار که ریسمان‌های باز و میدان‌ها روی آن زندگی می‌کنند و دو انتهای ریسمان‌های باز بر روی این موجودات گسترش یافته و بر روی آن می‌لغزند. در حقیقت این موجودات که اشیائی دینامیکی هستند با جذب ممنتوم عرضی ریسمان می‌توانند ناپایستگی ممنتوم در شرایط مرزی دیریکله را توجیه کنند. یک شامه p بعدی^{۴۶} موجودی بسط یافته در فضا زمانی با p بعد فضایی می‌باشد. حرف D نشان‌دهنده حرف اول کلمه $Dirichlet$ می‌باشد. براین اساس می‌توان رویه‌هایی با ابعاد مختلف در یک فضای p بعدی داشت به‌طوری که تعداد ابعاد آنها از صفر تا p تغییر

^{۴۵}Anti-De Sitter

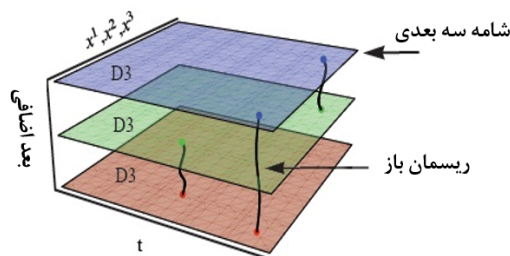
^{۴۶} D_p -brane

کند. به عنوان مثال شامه بدون بعد ($D_0 - brane$) یک نقطه، شامه یک بعدی ($D_1 - brane$) موجودی شبیه به یک طناب و شامه دوبعدی ($D_2 - brane$) یک سطح دوبعدی خواهد بود [۲].



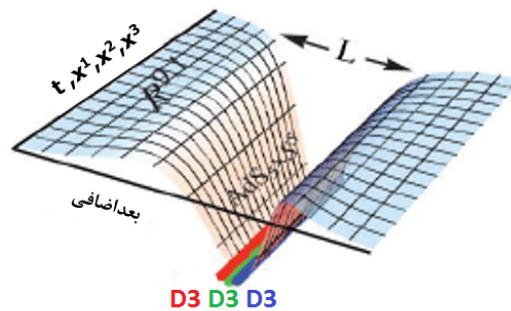
شکل ۲.۱: نمایی از ریسمان‌های باز و بسته و شامه‌ها

مجموعه‌ای از N شامه 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 در اثر برانگیختگی فضای تهی به وجود می‌آیند و ریسمان‌های باز روی انتهای شامه‌ها، مدهای برانگیخته شامه‌ها را توصیف می‌کنند. ریسمان‌های باز می‌توانند بین دو شامه متصل باشند در شکل ۳.۱ 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 ۳.۱: تصویری از برهم‌کنش ضعیف بین شامه‌ها

چنانچه طول ریسمان به صفر میل کند آن گاه شامه‌ها روی هم واقع می‌شوند و جرم آن بسیار سنگین می‌شود و برهم‌کنش بین آنها زیاد شده و باعث خمیدگی فضا می‌شوند و در اطراف خود فضای AdS را به وجود می‌آورند و ریسمان‌های بسته در فضا منتشر می‌شوند و این فضا را فضای آنتی دوسیت می‌نامند که به صورت AdS_5 نمایش می‌دهند. شکل ۴.۱ تصویری از برهم‌کنش قوی بین شامه‌ها را نشان می‌دهد. فضا زمان AdS یک تصویر طبیعی از مرز فضایی (AdS) دارد یعنی این فضا زمان معمولی نیست و دارای مرز است. درست مثل یک جعبه که وقتی توپی را در داخل آن شوت کنید پس از برخورد به دیواره‌ها برمی‌گردد. نور گسیلی هم در این هندسه، پس از مدتی محدود، از مرز منعکس می‌شود. نظریه پیمانه‌ای در مرز چهار بعدی زندگی می‌کند.



شکل ۴.۱: تصویری از برهم‌کنش قوی بین شامه‌ها و ایجاد فضای آنتی‌دوسیه

در دوگانی AdS/CFT ، نگاه نظریه پیمانه‌ای و نظریه گرانشی متفاوت می‌باشند. حتی ابعاد فضا زمان آنها نیز متفاوت است. در این دوگانی یک نظریه با ثابت جفت‌شدگی قوی و در دیگری با جفت‌شدگی ضعیف است و این دو پیامد دارد.

- بین جفت‌شدگی قوی و ضعیف ارتباطی پیشنهاد می‌شود، چرا که دو نظریه کاملاً متفاوت همیشه می‌توانند تحت دوگانی معادل باشند.

- دوگانی ادعا می‌کند که متغیرهای مناسب، متغیرهای برهم‌کنش ضعیف نظریه گرانشی از میدان گرانشی است. در نظریه پیمانه‌ای جفت‌شدگی قوی می‌باشد ولی در نظریه گرانشی جفت‌شدگی ضعیف است که باعث می‌شود تجزیه و تحلیل بسیار ساده‌تر شود.

معادله ۱.۱ مربوط به دمای صفر است. در دمای محدود جایگزین آن چنین می‌شود:

$$(۲.۱) \quad \text{نظریه گرانشی در سیاه‌چاله AdS} = \text{نظریه پیمانه‌ای با جفت‌شدگی قوی در دمای محدود}$$

سیاه‌چاله، ناحیه‌ای از فضا زمان است که امکان گریز هیچ چیزی از میدان گرانشی آن وجود ندارد. وجود سیاه‌چاله در نظریه نسبیت عام اینشتین پیش‌گویی شده است. این نظریه پیش‌بینی می‌کند که یک جرم به اندازه کافی فشرده می‌تواند باعث تغییر شکل و خمیدگی قابل توجه فضا زمان بشود.

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 و هیچ ناظر خارجی نمی‌تواند فراتر از این افق را مشاهده کند.

مکانیک کوانتومی پیش‌بینی می‌کند که سیاه‌چاله‌ها مانند یک جسم سیاه با دمای متناهی از خود تابش‌های گرمایی گسیل می‌کنند. بکنشتاین و هاوکینگ نشان دادند که سیاه‌چاله‌ها را می‌توان سیستم‌هایی از دما و آنتروپی در نظر گرفت. مثلاً دما با جرم سیاه‌چاله شوارتز شیلد طبق رابطه ۳.۱ نسبت وارونه دارد و از این روی، مشاهده این تابش برای سیاه‌چاله‌ها دشوار است.

$$(۳.۱) \quad T = \frac{1}{8\pi GM}$$

M جرم سیاه‌چاله شوارتز شیلد و G ثابت جهانی گرانش است [۹].

در حالی که آنتروپی آن از طریق رابطه ۳.۱ به جای این که به حجم سیاهچاله مربوط شود به سطح افق سیاهچاله مرتبط می‌شود.

$$S = \frac{A}{4G} \quad (۴.۱)$$

A مساحت افق سیاهچاله است [۲].

در نظریه گرانشی هنگامی که سیاهچاله ظاهر می‌شود، سیاهچاله یک منبع حرارتی است و مفهوم درجه حرارت برای سیاهچاله به دلیل تابش هاوکینگ می‌باشد. با استفاده از سیاهچاله و یک نگاه اجمالی به هولوگرافی می‌توان فهمید که چرا یک نظریه گرانشی پنج‌بعدی به یک نظریه میدان چهاربعدی وابسته است. سیاهچاله به‌عنوان یک سیستم محدود درجه حرارت دارای مفهوم آنتروپی است. اما آنتروپی سیاهچاله‌ها متناسب با مساحت افق رویداد سیاهچاله‌ها است. این رفتار بسیار متفاوت از آنتروپی آماری معمولی است که متناسب با حجم سیستم می‌باشد. این بدان معنی است که اگر یک سیاهچاله به توصیف یک نظریه میدان چهاربعدی می‌تواند کمک کند، سیاهچاله باید در فضای پنج‌بعدی زندگی کند. بازنویسی روابط ۱.۱ و ۲.۱ نشان می‌دهد که تابع تولید شده از دو نظریه در AdS/CFT باهم معادل هستند یعنی

$$Z_{gauge} = Z_{AdS} \quad (۵.۱)$$

که در آن Z_{gauge} تابع مولد نظریه پیمان‌های است و Z_{AdS} تابع مولد یک نظریه گرانشی است. وقتی یک نظریه پیمان‌های خاص در سمت چپ معادله ۵.۱ انتخاب می‌کنید به انتخاب یک فضا زمان مناسب در سمت راست منجر می‌شود، اما نوعاً فضا زمانی که نزدیک فضا زمان AdS در نظر می‌گیریم شعاعی بی‌نهایت دارد. با توجه به AdS/CFT می‌توان یک نظریه پیمان‌های با جفت‌شدگی قوی را با استفاده از فضا زمان AdS تجزیه و تحلیل کرد، یعنی در یک طرف با نظریه‌ای گرانشی و آن سوی دیگر با یک نظریه میدان پیمان‌های غیر گرانشی سروکار داریم. نظریه غیرگرانشی در مرز فضا زمان و نظریه گرانشی در فضای حجم است.

تناظر AdS/CFT معمولاً نظریه پیمان‌های $SU(N_c)$ می‌داند که شامل ابرتقارن می‌شود، به‌طور خاص $N = 4$ نظریه ابرتقارنی یانگ میلز (SYM^{47}) ساده‌ترین مثال از تناظر AdS/CFT را فراهم می‌کند که در این جا $N = 4$ نشان‌دهنده تعداد ابرتقارن نظریه می‌باشد که در سال ۱۹۹۷ توسط مالداسنا ارائه شد و بر اساس آن تطابق دقیقی بین یک نوع نظریه ابرریسمان که در فضای $AdS_5 \times S^5$ فشرده شده و نظریه ابرتقارنی یانگ میلز با $N = 4$ وجود دارد.

نظریه یانگ میلز $N = 4$ دارای تقارن بیشتری با عنوان ناوردایی همدیس می‌باشد که شامل ناوردایی پوانکاره و ناوردایی مقیاس است. 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 مساله در انرژی‌های کم و زیاد بدون تغییر باقی می‌ماند. چنین نظریه‌ای به طور کلی به عنوان نظریه میدان همدیس یا CFT^{48} شناخته می‌شود.

^{۴۷}Yang-Mills Supersymmetry

^{۴۸}Conformal Field Theory

این نوع نظریه‌ها، در توصیف نقاط بحرانی، مثلاً در سیستم‌های ماده چگال مهم هستند. CFT میدان همدیس است که در مرز فضا زمان AdS زندگی می‌کند؛ جایی که گرانش نداریم و مربوط به ریسمان‌های باز می‌باشد. به همین دلیل است که دوگانی را تناظر AdS/CFT می‌نامند. با این حال استفاده از تناظر AdS/CFT به CFT محدود نمی‌شود [۹].

تناظر AdS/CFT یک رابطه بین نظریه ابرتقارنی یانگ میلز و نظریه ریسمان نوع IIB در زمینه $AdS_5 \times S^5$ ایجاد می‌کند. پارامترهای نظریه ریسمان نوع IIB عبارتند از

- ثابت جفت‌شدگی ریسمان، (g_s) که نشان‌دهنده شدت برهم‌کنش ریسمان‌ها به هنگام جدایی ویا اتصال به شامه‌ها می‌باشد و کمیتی بدون بعد است.

- طول ریسمان بنیادی l_s که کمیتی بعددار است که رابطه آن با کشش T_0 ریسمان به صورت $l_s = (2\pi T_0)^{-\frac{1}{2}}$ می‌باشد.

- شعاع کره S^5 در واحد طول ریسمان که برابر با $\frac{R}{l_s}$ است که در آن شعاع انحنای فضای $AdS_5 \times S^5$ بوده و کمیتی بعددار است.

پارامترهای نظریه ابرتقارنی یانگ میلز (SYM) عبارتند از :

- ابرتقارنی چهار ($N = 4$)

- ثابت جفت‌شدگی پیمان‌های g_{YM}^2 که کمیتی بدون بعد است و شدت برهم‌کنش‌ها در نظریه پیمان‌های را نشان می‌دهد.

تناظر AdS/CFT یک دیکشنری را بین این دو نظریه فیزیکی که ظاهراً با هم متفاوت می‌باشند ایجاد کرد. موارد مهم این دیکشنری عبارتند از

- رابطه بین جفت‌شدگی ریسمان و جفت‌شدگی یانگ میلز که به صورت زیر است :

$$4\pi g_s = g_{YM}^2 \quad (6.1)$$

- رابطه مهم دیگر بین کشش ریسمان، شعاع انحنای R و ثابت جفت‌شدگی توفت (λ) می‌باشد.

$$\left(\frac{R}{l_s}\right)^4 = \lambda = g_{YM}^2 Nc \quad (7.1)$$

شرط ساده شدن محاسبات در نظریه ریسمان این است که

$$\frac{R}{l_s} \gg 1, \quad g_s \ll 1 \quad (8.1)$$

و محاسبات در نظریه ابرتقارنی یانگ میلز وقتی ساده می‌شود که $\lambda \gg 1$ باشد. از طرفی وقتی که جفت‌شدگی در نظریه پیمان‌های خیلی قوی باشد بنابر رابطه ۷.۱ داریم

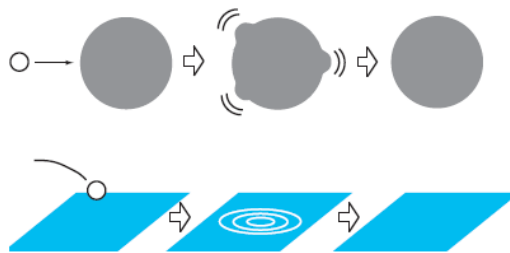
$$\lambda \gg 1 \Rightarrow \frac{R}{l_s} \gg 1 \quad (9.1)$$

در نتیجه طبق ۸.۱ داریم

$$g_s \ll 1 \Rightarrow g_{YM}^2 \ll 1$$

بنابراین برای این که $\lambda \gg 1$ باشد طبق رابطه ۷.۱ باید $Nc \gg 1$ گردد [۲].

تلاش‌های زیادی برای تجزیه و تحلیل نیروی قوی با استفاده از تناظر AdS/CFT وجود دارد که یک نمونه آن پلاسمای کوآرک گلوئون است. با توجه به آزمایش‌های انجام شده، QGP مانند یک سیال با چسبندگی برشی کوچک عمل می‌کند. همچنین در QGP جفت شدگی قوی است که باعث می‌شود تجزیه و تحلیل نظری دشوار شود. با این حال معلوم شده که مقدار چسبندگی برشی به دست آمده توسط آزمایش‌ها بسیار نزدیک به مقدار پیش بینی شده توسط AdS/CFT با استفاده از سیاه‌چاله است. حال این سوال پیش می‌آید که چگونه سیاه‌چاله به چسبندگی برشی وابسته می‌شود. در این جا ما یک توضیح تصویری می‌دهیم.



شکل ۵.۱: افزودن یک اختلال کوچک به یک سیستم حرارتی که در حال تعادل است

در نظر بگیرید یک اختلال کوچک به یک سیستم حرارتی که در تعادل است اضافه کنیم مانند رها کردن توپ در برکه آب شکل ۵.۱، با این عمل امواج سطحی تولید می‌شود که به سرعت از بین می‌روند و برکه آب به حالت تعادل پایدار برمی‌گردد. این در واقع یک اتلاف است که در نتیجه چسبندگی برشی روی می‌دهد. این بسیار شبیه رفتار یک سیاه‌چاله است مثل حالتی که یک شی در نزدیک سیاه‌چاله رها می‌شود. در این حالت شکل افق رویداد یک سیاه‌چاله نامنظم می‌شود. اما چنین بی‌نظمی به سرعت محو می‌شود و سیاه‌چاله به شکل متقارن اصلی برمی‌گردد.

اگر کسی توجه کند چنانچه اتلاف خوب باشد، هنگامی که اغتشاش توسط سیاه‌چاله جذب می‌شود اتلاف رخ می‌دهد. این را همچنین می‌توان مفهوم چسبندگی برشی برای سیاه‌چاله در نظر بگیرید و محاسبه چسبندگی برشی برای سیاه‌چاله‌ها مانند روند بالا می‌باشد [۹].

چنین پدیده‌ای به‌طور کلی به‌عنوان یک پدیده ایستا شناخته می‌شود. در یک پدیده ایستا یکی اختلال اضافه می‌کند و می‌بیند که چگونه محو می‌شود. پدیده ایستا موضوع مکانیک آماری غیرتعادلی و هیدرودینامیک است و کمیت مهم، ضرایب انتقال است که چسبندگی برشی نیز یک مثال از ضرایب انتقال است و اندازه‌گیری یک ضریب انتقال برخی از اثرهای منتشر شدن را نشان می‌دهد. ارتباط بین سیاه‌چاله و هیدرودینامیک ممکن است تنها یک مقایسه درست باشد. اما واقعاً باید توجه کرد که سیاه‌چاله دارای چسبندگی برشی کوچک است و یکی از اهداف [۹] نشان دادن این مطلب است.

دوگانی AdS/CFT از نظریه ریسمان نشأت گرفته است، بنابراین در نظریه ریسمان مورد بحث قرار می‌گیرد. اما این وضعیت در سال‌های اخیر در حال تغییر است و تناظر AdS/CFT فراتر از فیزیک ذرات بنیادی مورد بحث قرار می‌گیرد و در حال تبدیل شدن به ابزار قدرمندی برای تجزیه و تحلیل در دنیای واقعی به‌عنوان مثال QCD ، فیزیک هسته‌ای، فیزیک غیرتعادلی و فیزیک ماده چگال می‌باشد.

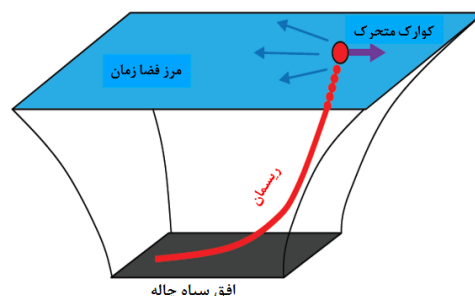
نکته مهم این است که دوگانی AdS/CFT یک حدس است که هنوز اثبات نشده ولی از روش‌های مختلفی درستی آن آزموده شده است. برای بررسی سیستم‌هایی با جفت‌شدگی قوی که اغلب در فیزیک چگال مانند ابررساناها در دمای بالا به وجود می‌آیند، همچنین برای بررسی سطح فرمی در فیزیک ماده چگال از تناظر AdS/CFT استفاده شده است [۹].

حال از روش هولوگرافی استفاده می‌کنیم و ویژگی‌های پلاسمای کوآرک گلوئون را مطالعه می‌کنیم. روش کار این است که مسئله را در نظریه میدان صورت‌بندی کرده سپس با استفاده از دوگانی آن را با نظریه ریسمان حل می‌کنیم. تعدادی از مشاهده‌پذیرهای مورد مطالعه به این روش عبارتند از:

- نیروی کششی وارد بر کوآرک سنگین متحرک در پلازما
- اتلاف انرژی کوآرک‌ها
- طول پوششی کوآرک پادکوآرک
- حرکت مزون سنگین در پلازما و ذوب شدن آن
- محاسبه پارامتر خاموشی جت در پلازما
- بررسی تولید فوتون ناشی از برهم‌کنش‌های درون پلازما

حال به بررسی یکی از اولین محاسبه‌ها درباره نیروی کششی وارد بر کوآرک سنگین متحرک در پلازما می‌پردازیم [۶].

به کوآرک سنگین در حال حرکت در محیط QGP ، نیروی مقاومی به خاطر برهم‌کنش با ذرات محیط وارد می‌شود که باعث اتلاف انرژی کوآرک می‌گردد. می‌خواهیم این نیروی مقاوم را با نظریه ریسمان به دست آوریم. طبق هولوگرافی، برای معرفی دما در نظریه میدان، باید سیاه‌چاله‌ای در فضای حجم معرفی کرد. دمای هاوکینگ این سیاه‌چاله، دمای محیط پلازما خواهد بود. آنچه به عنوان مرز فضا زمان مشخص شده جایی است که پلازما زندگی می‌کند. کوآرک در این محیط، با دایره‌ای قرمز رنگ پیداست و به سمت راست با سرعت ثابت حرکت می‌کند. پیکان‌های اطراف آن تحول هیدرودینامیکی ایجاد شده در محیط را نشان می‌دهند. دوگان این مساله در فضای حجم را شرح می‌دهیم. کوآرک سنگین انتهای ریسمانی کلاسیکی است که از مرز فضا زمان آغاز شده و تا افق سیاه‌چاله امتداد یافته است. جرم کوآرک متناسب با طول ریسمان است. بعد هولوگرام از زیر افق آغاز می‌شود و در بی‌نهایت به مرز می‌رسد. شکل ۶.۱ هولوگرافی مسئله را نشان می‌دهد.



شکل ۶.۱: استفاده از هولوگرافی برای توصیف حرکت کوآرک سنگین در پلازما

وقتی در جهت بعد اضافه یا همان بعد هولوگرام حرکت می‌کنیم از دید نظریه میدان، در مرز مثل این

است که انرژی مورد مطالعه را زیاد می‌کنیم. با در نظر گرفتن کنش نسبیتهی ریسمان و حل معادله حرکت آن در زمینه فضا زمان بالا، نیروی مقاوم وارد بر کوآرک محاسبه می‌شود [۱۱، ۱۲].

انتظار داریم با افزایش سرعت حرکت کوآرک، نیروی وارد بر ذره افزایش یابد و شکل ریسمان خمیده‌تر شود، زیرا با افزایش سرعت، لختی ریسمان منجر به افزایش خمش آن و در نتیجه افزایش نیروی مقاوم می‌شود. می‌توان نیروی مقاوم را در دو حالت دمای غیرصفر و دمای صفر بررسی کرد. شرایط دمای صفر را نمی‌توان برای محیط‌های کوآرک گلوئون پلازما در نظر گرفت. ولی سیستم‌هایی وجود دارد که می‌توان از این محاسبات در آنها استفاده کرد. این شرایط و سیستم‌ها را بیشتر می‌توان در حوزه ماده چگال یافت، چرا که به رغم پایین بودن دما، ذراتشان برهم‌کنش قوی دارند و با تقریب خوبی برای آنها می‌توان از محاسبات دمای صفر دوگانی AdS/CFT استفاده کرد [۲].

در ادامه در فصل دو و سه، به مطالعه و بررسی نیروی کششی وارد بر کوآرک سنگین متحرک در پلازما و طول پوششی کوآرک پادکوآرک می‌پردازیم.

۸.۱ مروری بر مطالعات انجام شده در ارتباط با اتلاف انرژی و طول پوششی

• در مرجع [۱۱] اتلاف انرژی کوآرک متحرک که با سرعت ثابت v در محیط QGP در حرکت می‌باشد با استفاده از تناظر AdS/CFT مورد بحث و بررسی قرار گرفته است. در این مرجع متریک زمینه سیاه‌چاله AdS_5 شوارتز شیلد به صورت زیر است.

$$ds^2 = G_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = \frac{r^2}{L^2} (-h(r) dt^2 + d\vec{x}^2) + \frac{L^2}{r^2} \frac{dr^2}{h(r)} \quad (10.1)$$

$$h(r) = 1 - \frac{r_H^4}{r^4}$$

L شعاع انحنای AdS_5 و r_H افق سیاه‌چاله می‌باشد و $T = \frac{r_H}{\pi L^2}$ دمای هاوکینگ سیاه‌چاله است. مختصات جهان سطح ریسمان به صورت $X^\mu(\delta^\alpha) = (t, r)$ می‌باشد. در پیمانۀ ایستا پیکربندی ریسمان متصل به کوآرکی که با سرعت v حرکت می‌کند با رابطه زیر مشخص می‌شود.

$$x(t, r) = vt + \xi(r)$$

با نوشتن کنش نامبوگوتو و به دست آوردن ثابت حرکت $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \xi'} = \pi_\xi$ ، اتلاف انرژی از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$\frac{dp_\parallel}{dt} = -\frac{\pi \sqrt{g_{YM}^2 N}}{2} T^2 \frac{v}{\sqrt{1-v^2}} \quad (11.1)$$

رابطه ۱۱.۱ نشان می‌دهد که آهنگ اتلاف انرژی به صورت تابعی از سرعت و مستقل از جرم کوآرک می‌باشد. از طرفی بنا بر رابطه $p = \frac{mv}{\sqrt{1-v^2}}$ داریم:

$$\frac{dp_{\parallel}}{dt} = -\frac{\pi\sqrt{g_{YM}^2 N}}{2} T^2 \frac{p_{\parallel}}{m} \quad (12.1)$$

در ادامه همین روند می‌توان با استفاده از رابطه ۱۲.۱ توابع اولیه را به صورت زیر به دست آوریم:

$$p_{\parallel}(t) = p_{\parallel}(0) e^{-\frac{t}{t_0}} \quad (13.1)$$

$$t_0 = \frac{2}{\pi\sqrt{g_{YM}^2 N}} \frac{m}{T^2} \quad (14.1)$$

t_0 زمان واهلش^{۴۹} می‌باشد، یعنی مدت زمانی که طول می‌کشد تا اندازه حرکت ذره به $\frac{1}{e}$ مقدار اولیه اش کاهش یابد. دانستن نیروی کشش وارد بر کوآرک معادل با دانستن ثابت پخش برای کوآرک می‌باشد. ثابت پخش از منبع [۱۳] به صورت زیر به دست می‌آید.

$$D = \frac{T}{m} t_0 \quad (15.1)$$

بنابراین با استفاده از رابطه ۱۴.۱ داریم

$$D = \frac{2}{\pi\sqrt{g_{YM}^2 N} T} \quad (16.1)$$

• در مرجع [۱۲] نیروی کششی و آهنگ اتلاف انرژی در پلاسما، به صورت اتلاف انرژی به واحد فاصله طی شده بررسی می‌شود چون که می‌توان نوشت.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{v} \frac{dE}{dt} = \frac{dp}{dt}$$

بنابراین برای بازنویسی نیروی کشش بر حسب تکانه به جای سرعت نیازمند اطلاع از رابطه پاشندگی انرژی و تکانه و در نتیجه رابطه بین سرعت و تکانه می‌باشیم یعنی اتلاف انرژی را به کمک روابط پخش کوآرک متحرک در محیط گرمایی به دست می‌آورد. مقیاس تصحیحات گرمایی^{۵۰} برای انرژی کوآرک در محیط با ثابت جفت‌شدگی قوی با رابطه زیر داده می‌شود.

$$\Delta m(T) = \frac{1}{4} \sqrt{\lambda T}$$

کوآرک سنگین باید به صورت ذره‌ای که جرم آن در مقایسه با $\Delta m(T)$ بزرگ است در نظر گرفته شود. آنگاه تصحیحات گرمایی برای رابطه پاشندگی نسبی در دمای صفر قابل صرف نظر کردن می‌باشد.

^{۴۹}Relaxation time

^{۵۰}Thermal corrections

در این حالت برای کوآرک با تکانه P که در یک محیط چسبنده مثل QGP حرکت می‌کند نیروی کششی با رابطه زیر معادل است.

$$\frac{dp}{dt} = -\mu p$$

که μ ضریب اصطکاک می‌باشد و برای کوآرک سنگین با فرض $m \gg \Delta m(T)$ به صورت زیر است.

$$\mu = \pi T \frac{\Delta m(T)}{m}$$

کوآرک ساکن در یک محیط متناظر با یک ریسمان می‌باشد که از یک $D_4 - branc$ تا افق سیاه‌چاله کشیده شده است و برای یک کوآرک که در محیط گرمایی $N = 4$ با دمای T قرار دارد جرم سکون گرمایی $M_{rest}(T)$ می‌باشد که با جرم لاگرانژی m آن تفاوت دارد. از طرفی برای یک کوآرک سنگین جرم جنبشی موثر $M_{kin}(T)$ با جرم سکون گرمایی تفاوت ناچیزی دارد.

رابطه بین $M_{rest}(T)$ و $M_{kin}(T)$ و روابط پخش گرمایی برای حرکت غیرنسبیتی در [۱۲، ۱۴] آمده است که به کمک آنها رابطه

$$v = \frac{dE}{dp} = \frac{p}{\sqrt{p^2 + (M_{kin}(T))^2}}$$

به دست می‌آید و با توجه به این که معادله رابطه بین سرعت و تکانه را نشان می‌دهد نیروی کششی به دست می‌آید.

$$\frac{dp}{dt} = -\pi T \frac{\Delta m(T)}{M_{kin}(T)} p$$

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{\pi}{2} \frac{\sqrt{\lambda} T^2}{M_{kin}(T)} p$$

و ثابت پخش برابر است با

$$D = \frac{T}{\mu M_{kin}(T)} = \frac{2}{\pi \sqrt{\lambda} T}$$

در این مرجع، دوگان گرانشی برای دمای محدود در نظریه ابرتقارنی یانگ میلز همان جواب سیاه‌چاله AdS_5 می‌باشد. متریک سیاه‌چاله AdS_5 شوارتز شیلد به صورت زیر است.

$$ds^2 = L^2 \left(\frac{dr^2}{h(r)} - h(r) dt^2 + r^2 \delta_{ij} dx^i dx^j \right) \quad (17.1)$$

$$h(r) = r^2 \left(1 - \left(\frac{r_H}{r} \right)^4 \right) \quad (18.1)$$

افق سیاه‌چاله در $r = r_H$ قرار دارد که اگر $h(r)$ صفر شود آنگاه دمای هاوکینگ سیاه‌چاله برابر با دمای دوگان نظریه میدان می‌باشد و شعاع افق سیاه‌چاله به وسیله رابطه $T = \frac{r_H}{\pi}$ به دمای هاوکینگ مرتبط می‌شود.

دینامیک ریسمان کلاسیک به وسیله کنش نامبوگوتو به دست می‌آید.

$$S = -T_0 \int dt dr \sqrt{-\det g_{\alpha\beta}} = -T_0 \int dt dr \sqrt{-g}$$

$g_{\alpha\beta}$ متریک القایی روی جهان سطح ریسمان است و دترمینان متریک القایی به صورت زیر می‌باشد.

$$\frac{-g}{L^2} = 1 - h^{-1}(r)r^2(\dot{x})^2 + h(r)r^2(x')^2 \quad (19.1)$$

معادله حرکتی که از کنش نامبوگوتو به دست می‌آید به صورت زیر است.

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(h(r)r^2 \frac{x'}{\sqrt{-g}} \right) - \frac{v^2}{h(r)} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\dot{x}}{\sqrt{-g}} \right) = 0 \quad (20.1)$$

اکنون با استفاده از فرمول چگالی تکانه کانونیک به صورت زیر می‌باشد.

$$\pi_\mu^\circ = -T_0 G_{\mu\nu} \frac{(\dot{X}^\nu X') - (X')^2 (X^\nu)}{\sqrt{-g}} \quad (21.1)$$

برای ریسمان مورد نظر عبارت زیر را داریم.

$$\begin{pmatrix} \pi_x^\circ \\ \pi_r^\circ \\ \pi_t^\circ \end{pmatrix} = \frac{T_0 L^2}{\sqrt{-g}} \begin{bmatrix} \dot{x} r^2 h(r)^{-1} \\ -\dot{x} x' r^2 h(r)^{-1} \\ -1 - (x')^2 r^2 h(r) \end{bmatrix} \quad (22.1)$$

π_t° چگالی انرژی و π_x° چگالی مولفه x تکانه بر روی جهان سطح ریسمان می‌باشد. با انتگرال‌گیری از آنها در طول ریسمان انرژی کل و تکانه کل از روابط زیر به دست می‌آید.

$$E = \int d\sigma \pi_t^\circ, \quad P = \int d\sigma \pi_x^\circ \quad (23.1)$$

حال مقدار انرژی و تکانه کل را برای تک‌کوارک منفرد از رابطه ۲۳.۱ به دست می‌آوریم. باید توجه کرد که جواب‌های یک تک‌کوارک با ریسمانی که از $D_V - brane$ تا افق سیاه‌چاله آویزان است متناظر می‌باشد. بنابراین سه حالت برای آن وجود دارد.

• ریسمان‌های ایستا

ساده‌ترین جواب برای معادله حرکت ریسمان فقط یک ثابت به صورت $X(r, t) = x$ می‌باشد. این جواب ریسمان ایستایی را توصیف می‌کند که از $r = r_m$ تا افق سیاه‌چاله در r_H کشیده شده است و نشان‌دهنده یک کوارک ایستای ساکن در محیط گرمایی می‌باشد. طبق معادله ۲۳.۱ تکانه کل P برای این مورد صفر می‌شود. انرژی با استفاده از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$E = T_0 L^2 \int_{r_H}^{r_m} dr = T_0 L^2 (r_m - r_H) \quad (24.1)$$

این انرژی باید با جرم m (لاگرانژی) کوارک در دمای صفر برابر باشد و خواهیم داشت:

$$T_0 L^2 r_m = m$$

با حرکت D_V -brane به یک شعاع بیشتر (r_m بزرگتر) جرم کوارک افزایش می‌یابد. یک D_V -brane قرار گرفته در مرز (مجانِب) فضای AdS متناظر با کوارکی با جرم نامحدود می‌باشد. بالا بردن دما روابط بین جرم لاگرانژی m و مکان را در توصیف گرانشی تحت تاثیر قرار می‌دهد.

انرژی ریسمان ایستا در رابطه ۲۴.۱ باید به صورت انرژی آزاد کوارک ایستایی که در محیط قرار دارد تعبیر شود. می‌توان گفت که ما می‌خواهیم به این انرژی آزاد به صورت جرم گرمایی ایستا اشاره داشته باشیم ($M_{rest}(T)$).

با استفاده از $\mu = \pi T$ و $r_H = \pi T$ و همچنین رابطه $T \cdot L^2 = \frac{\sqrt{\lambda}}{2\pi}$ داریم.

$$M_{rest}(T) = T \cdot L^2 (r_m - r_H) = m - \Delta m(T) + mg \left(\frac{\Delta m(T)}{m} \right) \quad (25.1)$$

$$\Delta m(T) = T \cdot L^2 r_H = \frac{1}{2} \sqrt{\lambda} T \quad (26.1)$$

• حرکت ریسمان مستقیم

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

$$r_c^4 = \frac{r_h^4}{1 - v^2} \quad (27.1)$$

برای هر سرعت غیرصفر، $r_c > r_H$ و $-g$ در ناحیه $r_H < r < r_c$ 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 مورد نظر کنار گذاشته شود. با انتخاب $X(r, t) = vt$ ما جوابی را انتخاب کرده‌ایم که دارای شرایط اولیه ناسازگار می‌باشد، چرا که با این جواب قسمت‌هایی از ریسمان دارای سرعتی بیشتر از سرعت نور در $t = 0$ می‌باشند. بنابراین این جواب فیزیکی نمی‌باشد.

• حرکت ریسمان انحنادار

برای پیدا کردن ساختار فیزیکی که متناظر با حرکت کوارک در سرعت ثابت به دنبال جواب‌هایی به فرم زیر می‌باشیم.

$$X(r, t) = x(r) + vt \quad (28.1)$$

در این حالت x' و \dot{x} مستقل از زمان می‌باشند و جمله مشتق زمانی در معادله حرکت ۲۰.۱ کاملاً حذف شده داریم.

$$\frac{d}{dr} (h(r) r^2 \frac{x'}{\sqrt{-g}}) = 0 \quad (29.1)$$

با حلی برای $-g$ می‌توان نوشت:

$$-\frac{g}{L^4} = \frac{1 - v^2 - \left(\frac{r_H}{r}\right)^4}{1 - c^2 v^2 r^{-4} - \left(\frac{r_H}{r}\right)^4} \quad (30.1)$$

هر دو مقدار صورت و مخرج کسر بالا برای مقادیر بزرگ r مثبت می‌باشند و برای مقادیر کوچک r در نزدیکی r_H منفی می‌باشند. بنابراین تنها راه ممکن برای مثبت باقی ماندن $-g$ 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 نقطه‌های مشابه تغییر علامت دهند. این شرایط ما را به مقدار ثابت زیر می‌رساند.

$$c = \mp \frac{r_H^2}{\sqrt{1 - v^2}} \quad (31.1)$$

در نتیجه داریم:

$$x'(r) = \pm \frac{r_H^2}{h(r)r^2} \quad (32.1)$$

انتگرال‌گیری از x' جواب‌هایی به فرم زیر را ارائه خواهد داد.

$$x(r, t) = x_{\pm}(r, t) \equiv x_0 \pm vF(r : v^2) + vt \quad (33.1)$$

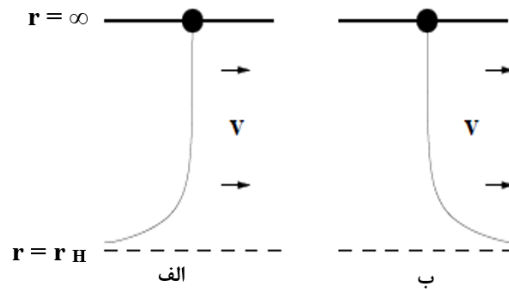
که علامت بالایی متناظر با c مثبت و علامت پایینی متناظر با c منفی می‌باشد و x_0 وضعیت ریسمان را در مرز $r = \infty$ مشخص می‌کند. عبارت $F(r : v^2)$ تابعی فوق هندسی می‌باشد. این تابع به صورت زیر است که مستقل از سرعت می‌باشد.

$$F(r) = \frac{1}{4r_H} \left[\frac{\pi}{2} - \arctan\left(\frac{r}{r_H}\right) - \operatorname{arccoth}\left(\frac{r}{r_H}\right) \right] \quad (34.1)$$

و مقدار آن هنگامی که $r \rightarrow \infty$ ، برابر صفر شده و هنگامی که $r \rightarrow r_H$ به $-\infty$ واگرا می‌شود، که رفتار مجانبی آن به صورت زیر می‌باشد.

$$F(r) = \begin{cases} -\frac{r_H^2}{4r^3} + O\left(\frac{r_H^6}{r^5}\right) & r \rightarrow \infty \\ -\frac{1}{4r_H} \ln\left(\frac{2r_H}{r - r_H}\right) + \frac{\pi}{8r_H} O\left(\frac{r - r_H}{r_H^2}\right) & r \rightarrow r_H \end{cases}$$

جواب $x_+(r, t)$ داده شده به وسیله معادله ۳۳.۱ شرح یک ریسمان باز که مرز AdS در $r = \infty$ را طی می‌کند و به طور مجانبی به مرز سیاه‌چاله $r = r_H$ نزدیک می‌شود، است یعنی در این حالت شار انرژی به طرف پایین به سوی مرز است و شکل ریسمان شبیه به یک دم کشیده شده در پشت کوارک در حال حرکت می‌باشد مثل تصویر الف شکل ۷.۱. ولی برای $x_-(r, t)$ شار انرژی از افق سیاه‌چاله به طرف کوارک در مرز می‌باشد و این راه حل، غیرفیزیکی است [۱۶].



شکل ۷.۱: حرکت ریسمان انحنادار

• یک محاسبه از طول پوششی برای اولین بار با استفاده از تناظر AdS/CFT در مرجع [۱۵] بر اساس نظریه ابرتقارن یانگ میلز $N = 4$ در دمای متناهی برای یک جفت کوآرک و پادکوآرک که با سرعت v در داخل QGP حرکت می‌کنند، انجام شده است. رابطه‌ای که برای طول پوششی L_{max} در این بررسی به دست می‌آید به صورت زیر است:

$$L_{max} = \frac{f(v)}{\pi T} (1 - v^2)^{\frac{1}{4}}$$

این مهم‌ترین نتیجه به دست آمده از روش تناظر AdS/CFT است که در آن تابع $f(v)$ وابسته به سرعت حرکت پلاسمای کوآرک گلوئون v است.

سپس محاسبات در مرجع [۱۸] در چارچوب مرجع جفت کوآرک و پادکوآرک متحرک یا متریک زمینه خیزداده شده به ابعاد دلخواه برای نظریه‌های پیمانه‌ای همدیس و ناهمدیس تعمیم داده شده است. در این مرجع تمرکز روی حد فرانسیتی^{۵۱} است تا محاسبات تحلیلی امکان‌پذیر باشد. مثلاً طول پوششی برای سرعت‌های بزرگ در زمینه سیاه‌چاله شوارتز شیلد AdS خیزداده شده به صورت $L_{max} = Z(1 - v^2)^{\frac{1}{4}}$ به دست می‌آید که $Z = 0.742$ می‌باشد.

محاسبات طول پوششی در چارچوب مرجع جفت کوآرک و پادکوآرک در حال حرکت و یا با متریک زمینه خیزداده شده در جهت حرکت کوآرک و پادکوآرک انجام شده است و محاسبات نشان می‌دهد که طول پوششی با توانی از عامل $1 - v^2$ با توجه به ابعاد سیاه‌چاله بستگی دارد که در آن سرعت پلازما است [۱۷، ۱۸].

در مراجع [۱۵، ۱۸] وابستگی طول پوششی کوآرک و پادکوآرک به سرعت بدون حضور تصحیحات R^4 یعنی با جفت‌شدگی بسیار بزرگ به دست آمد ولی در مرجع [۵] تصحیحات گرانش را به صورت جملات مشتق بالاتر در تناظر AdS/CFT وارد کرده است. در نتیجه مقدار ثابت جفت‌شدگی نظریه پیمانه‌ای روی مرز، محدود می‌شود. این کار مقدار کمیت طول پوششی را به مقدار واقعی نزدیک‌تر می‌کند و مشاهده می‌شود در حضور تصحیحات گرانشی طول پوششی علاوه بر سرعت پلاسمای کوآرک گلوئون به ثابت جفت‌شدگی توفت λ وابسته می‌شود و برای یک سرعت ثابت با کاهش λ طول پوششی نیز کاهش می‌یابد و در حالت کلی و در حضور تصحیحات گرانشی $f(v)$ را به صورت $f(v, \lambda)$ می‌توان

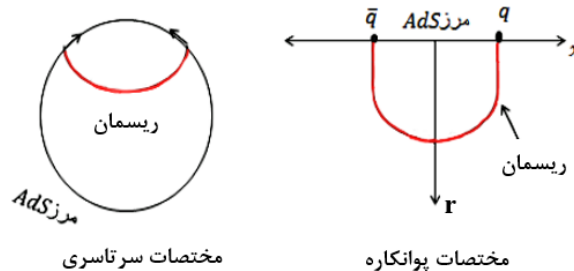
^{۵۱} Ultra-relativistic limit

نوشت و طول پوششی به صورت زیر به دست می آید [۵]:

$$L_{max} = \frac{f(v, \lambda)}{\pi T} (1 - v^2)^{\frac{1}{4}}$$

۹.۱ اهداف تحقیق

مرز فضای AdS را می توان به صورت $R \times S^d$ در نظر گرفت که CFT روی مرز قرار دارد. در مختصات پوانکاره مرز فضای AdS به صورت $R^{3,1}$ دیده می شود یعنی مرز تخت است و مختصات افق پوانکاره دارای تکینگی است به همین دلیل بهتر است از مختصات سرتاسری فضا زمان AdS استفاده کنیم. در این مختصات سرتاسری مرز فضا زمان در $r \rightarrow \infty$ ساختاری به فرم $R \times S^d$ دارد که در همسایگی $r = 0$ فضا زمان شبیه به $R^{d,1}$ است. رفتار مجانبی فضا زمان ما را به استفاده از دستگاه مختصات سرتاسری ترغیب می کند. یک طرح کلی از روشی که برای حل ریسمان دینامیکی انجام می دهیم در شکل زیر نمایش داده شده است. باید دقت کرد که ریسمان ایستا در مختصات پوانکاره به یک ریسمان غیرایستا در مختصات سرتاسری نگاشته می شود.



شکل ۸.۱: ریسمان دینامیکی در مختصات AdS سرتاسری و پوانکاره

اغلب محاسبات در هولوگرافی روی ریسمانی که در مختصات پوانکاره در فضا زمان AdS_5 قرار دارد می باشد ولی برای در نظر گرفتن اثر ابعاد و حجم پلازما در محاسبات خود باید از مختصات سرتاسری استفاده کنیم.

به عبارت دیگر بیشتر مطالعاتی که در زمینه نیروی کششی و اتلاف انرژی و طول پوششی کوآرک در محیط QGP به کمک هولوگرافی انجام شده است در مختصات پوانکاره می باشد. اکنون در این پایان نامه با در نظر گرفتن مختصات سرتاسری اثر ابعاد و حجم پلاسمای تولید شده را هم در محاسبات در نظر می گیریم و نتایج به دست آمده را با بررسی های انجام شده در مختصات پوانکاره مقایسه می کنیم.

فصل ۲

محاسبه نیروی کششی

۱.۲ محاسبه نیروی کششی در مختصات سرتاسری

در این بخش، هنگام محاسبه نیروی کششی یک کوارک متحرک در محیط QGP ، اثر اندازه محدود را مطالعه می‌کنیم. ما کارمان را از طریق [۱۹] دنبال می‌کنیم، سرانجام نتیجه را با مورد اندازه نامحدود مقایسه خواهیم کرد.

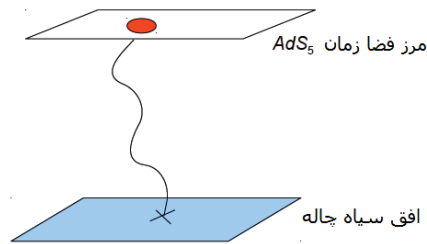
مطالعه هولوگرافی به فرآیند بررسی QGP که به‌طور موفقیت‌آمیزی در $RHIC$ و LHC با جفت‌شدگی قوی ایجاد شد، کمک کرد.

در حقیقت جفت‌کوارک و پادکوارک ایجاد شده نزدیک مرز QGP دو جت پشت‌به‌پشت ارائه نمی‌دهند، بلکه تنها به یک جت منجر می‌شود که در برخورددهنده مشاهده می‌گردد و توجه زیادی را به خودش جلب می‌کند. برای دادن یک توضیح کیفی، می‌توان گفت که کوارک در حال حرکت در محیط QGP اتلاف انرژی دارد که به خاطر برهم‌کنش با ذرات محیط است.

این توضیح در ابتدا برای فهمیدن صحیح و آسان است. اما همان‌طور که قبلاً ذکر کرده‌ایم نیروی کششی یا آهنگ اتلاف انرژی از لحاظ ترمودینامیکی یک کمیت تعادلی است. بنابراین مستقیماً محاسبه کردن نیروی کششی از مدل QCD کمی مشکل است. این محاسبه در مختصات پوانکاره به روش هولوگرافی در مراجع [۱۱، ۱۲] انجام شده است. در این مراجع کوارک در محیط QGP با جفت‌شدگی قوی را به‌وسیله یک ریسمان باز که یک انتهای آن به مرز فضا‌زمان AdS_5 وصل می‌شود و طرف دیگر روی افق سیاه‌چاله قرار دارد، نمایش می‌دهند.

شکل ۱.۲ یک مدل هولوگرافی ریسمان برای کوارک سنگین نامعین است که در حال حرکت در محیط QGP با ثابت جفت‌شدگی قوی می‌باشد و در آن اصول نظریه میدان یانگ میلز $N = 4$ برقرار است. ریسمان مانند مزونی که در آن کوارک و پادکوارک در نقاط پایانی قرار داده می‌شود عمل می‌کند.

طول عمودی ریسمان از هر نقطه‌ای که جرم کوآرک قرار دارد تا نقطه انتهایی آن اندازه‌گیری می‌شود [۲۰]. در این مورد طول عمودی ریسمان و همین‌طور جرم کوآرک در مرز نامعین است.

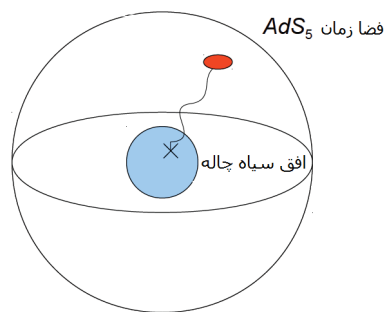


شکل ۱.۰۲: هولوگرافی برای کوآرک سنگین در مختصات پوانکاره

چون جرم کوآرک نامعین است در نتیجه سرعت کوآرک را ثابت در نظر می‌گیرند. در حالی که کوآرک حرکت می‌کند ریسمان متصل به کوآرک به راحتی کشیده می‌شود و همچنین به کوآرک عکس‌العملی را در نقطه انتهایی وارد می‌کند. سپس با مطالعه کردن سیستم در اندازه نامحدود نیروی کششی را محاسبه می‌کنند. در حقیقت QGP در برخورددهنده‌ها نمی‌تواند اندازه نامحدود داشته باشد؛ جفت کوآرک و پادکوآرک در حال انتشار در QGP باید تاثیر اندازه QGP را حس کند.

برای مطالعه کردن این موضوع ما از همان مدل هولوگرافی مرجع [۱۱] برای کوآرک استفاده می‌کنیم و نیروی کششی را محاسبه می‌کنیم. اما ترجیحاً به جای مطالعه آن در فضا زمان AdS_5 پوانکاره مانند [۱۱]، آن را در فضا زمان AdS_5 سرتاسری در نظر می‌گیریم.

شکل ۲.۰۲ یک مدل هولوگرافی برای کوآرک سنگین نامعین در حال حرکت در محیط QGP با جفت‌شدگی قوی و حجم محدود است.



شکل ۲.۰۲: هولوگرافی در مختصات سرتاسری

کمیت‌های فیزیکی که ما در نظریه داریم عبارتند از شعاع R شعاع AdS_5 و T دما، بنابراین فقط یک مقیاس بی‌بعد امکان‌پذیر TR است. یک حد برای فضا زمان AdS_5 سرتاسری وجود دارد که آن را تبدیل به پوانکاره خواهد کرد. این حد وجود یک سیاه‌چاله بزرگ است که افق سیاه‌چاله خیلی بزرگتر از اندازه شعاع AdS_5 یا شعاع کره می‌شود. حد سیاه‌چاله بزرگ معادل است با حد کمیت بدون دیمانسیون $TR \rightarrow \infty$. در حقیقت این حد $TR \rightarrow \infty$ می‌تواند به صورت حجم ثابت و دمای نامعین یا دمای ثابت

و حجم نامعین تفسیر شود. ما آن محدودیت را به صورت دمای ثابت و حجم نامعین اختیار می‌کنیم. در این پایان‌نامه اثرات اندازه محدود هر مشاهده‌پذیر را با رجوع به کمیت TR پیدا می‌کنیم.

۱.۱.۲ ریسمان کشیده شده در سیاه‌چاله AdS سرتاسری

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

$$ds^2 = -h(r)dt^2 + \frac{1}{h(r)}dr^2 + r^2(d\theta^2 + \cos^2\theta(d\phi^2 + \cos^2\phi d\chi^2)) \quad (1.2)$$

$$r_o^2 = \frac{\Lambda GM}{3\pi}, \quad h(r) = 1 + \frac{r^2}{R^2} - \frac{r_o^2}{r^2} \quad (2.2)$$

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

$$r_H = R\sqrt{\frac{\sqrt{1 + \frac{r_o^2}{R^2}} - 1}{2}}, \quad r_o = r_H\sqrt{1 + \frac{r_H^2}{R^2}}$$

و دمای سیاه‌چاله به صورت زیر محاسبه می‌شود:

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

هنگامی که دما از $T = \frac{3}{2\pi R}$ پایین‌تر می‌رود به سیستم اولین بار، گذار فاز تحمیل می‌شود. جایی که سیستم فضا زمان AdS_5 زیر را ترجیح می‌دهد [۲۱].

$$ds^2 = -\left(1 + \frac{r^2}{R^2}\right)dt^2 + \frac{1}{1 + \frac{r^2}{R^2}}dr^2 + r^2(d\theta^2 + \cos^2\theta(d\phi^2 + \cos^2\phi d\chi^2)). \quad (3.2)$$

دما را می‌توان از شعاع دایره زمان تناوب به دست آورد. ما اندازه دو کمیت را در مرز نظریه میدان به عنوان مثال دمای T و شعاع R AdS_5 داریم. به دلیل آنکه TR کمیت فیزیکی بدون بعد است برای بررسی اثر حجم محدود، ما دما را ثابت می‌کنیم و از حد کمیت $TR \rightarrow \infty$ به عنوان حد حجم بالا استفاده خواهیم کرد. برای مقایسه با حالت اندازه نامحدود، فضا زمان AdS_5 شوارتز شیلد در مختصات سرتاسری را با فضا زمان AdS_5 شوارتز شیلد پوانکاره با متریک زیر مقایسه می‌کنیم.

$$ds^2 = \frac{r^2}{R^2} \left(-\left(1 - \frac{r_H^2}{r^2}\right)dt^2 + d\vec{x}^2\right) + \frac{R^2}{r^2} \times \frac{dr^2}{1 - \frac{r_H^2}{r^2}} \quad (4.2)$$

به جای داشتن $R_t \times S^3$ در مرز، ما فضا زمان پوانکاره AdS_5 شوارتز شیلد که هندسه در مرز به صورت $R_t \times R^3$ است را داریم. در یک سیاهچاله بزرگ با حد $r_H \gg R$ معادله ۳.۲ به معادله ۴.۲ تبدیل می شود. با انتخاب پیمانه $t = \tau$ و $r = \rho$ مدل کشیده شده ریسمان در مختصات سرتاسری فضا زمان AdS_5 به وسیله رابطه زیر مشخص می شود.

$$\theta = \omega\tau + f(\rho).$$

که در آن τ و ρ مختصات جهان سطح ریسمان می باشند. $f(\rho)$ یک تابع از مشخصات سیستم است. با نوشتن کنش نامبو گوتو

$$S = -T_0 \int d\tau d\rho \sqrt{(\dot{X} \cdot X')^2 - \dot{X}^2 X'^2}$$

کنش ریسمان را به صورت زیر خواهیم داشت:

$$S = -T_0 \int d\tau d\rho \sqrt{1 + \rho^2 f'^2(\rho) h(\rho) - \frac{\rho^2 \omega^2}{h(\rho)}} \quad (5.2)$$

برای اثبات رابطه ۵.۲ داریم:

$$\begin{aligned} dS^2 &= -h(r)dt^2 + \frac{1}{h(r)}dr^2 + r^2(d\theta^2 + \cos^2\theta(d\phi + \cos\phi d\chi)^2) \\ &= -h(r)dt^2 + \frac{1}{h(r)}dr^2 + r^2d\theta^2 + r^2\cos^2\theta d\phi^2 + r^2\cos^2\phi d\chi^2. \end{aligned}$$

با قراردادن $r = \rho$ در رابطه ۲.۲ داریم $h(\rho) = 1 + \frac{\rho^2}{R^2} - \frac{r_0^2}{\rho^2}$

$$X^\mu = (t = \tau, \sigma = \rho = r, \theta = \omega t + f(\rho), \phi = cte, \chi = cte)$$

$$G_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -h(\rho) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{h(\rho)} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \rho^2 \cos^2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \rho^2 \cos^2\theta \end{pmatrix}$$

$$\dot{X}_\mu = (1, 0, \omega, 0, 0)$$

$$X'^\mu = (0, 1, f'(\rho), 0, 0)$$

$$\dot{X} \cdot X' = \dot{X}^\mu X'^\nu G_{\mu\nu} = \dot{X}^{\theta} G_{\theta\theta} = \omega f'(\rho) \times \rho^2 = \rho^2 \omega f'(\rho)$$

$$(\dot{X}.X')^2 = \rho^4 \omega^2 f'^2(\rho)$$

$$\dot{X}^2 = \dot{X}^\mu \dot{X}^\nu G_{\mu\nu} = \dot{X}^t \dot{X}^t G_{tt} + \dot{X}^\theta \dot{X}^\theta G_{\theta\theta} = -h(\rho) + \omega^2 \rho^2$$

$$X'^2 = X'^\mu X'^\nu G_{\mu\nu} = X'^r X'^r G_{rr} + X'^\theta X'^\theta G_{\theta\theta} = \frac{1}{h(\rho)} + \rho^2 f'^2(\rho)$$

با نوشتن کنش نامبوگوتو داریم:

$$\begin{aligned} S &= -T_0 \int d\tau d\rho \sqrt{(\dot{X}.X')^2 - \dot{X}^2 X'^2} \\ &= -T_0 \int d\tau d\rho \sqrt{\rho^4 \omega^2 f'^2(\rho) - (\omega^2 \rho^2 - h(\rho)) \left(\frac{1}{h(\rho)} + \rho^2 f'^2(\rho) \right)} \\ &= -T_0 \int d\tau d\rho \sqrt{\rho^4 \omega^2 f'^2(\rho) - \left[\frac{\omega^2 \rho^2}{h(\rho)} + \omega^2 \rho^4 f'(\rho) - 1 - h(\rho) \rho^2 f'^2(\rho) \right]} \end{aligned}$$

بنابراین

$$S = -T_0 \int d\tau d\rho \sqrt{1 + \rho^2 h(\rho) f'^2(\rho) - \frac{\omega^2 \rho^2}{h(\rho)}}$$

متغیرهای دینامیکی $f(\rho)$ و $f'(\rho)$ هستند. متغیرهای دینامیکی، متغیرهایی هستند که وابسته به زمان می‌باشند. ما می‌بینیم که کنش به $f(\rho)$ بستگی ندارد. همچنین اندازه حرکت کانونیک $\pi_f = \frac{\partial S}{\partial f'}$ ثابت حرکت است و از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$\pi_f = \frac{\partial S}{\partial f'} = \frac{2\rho^2 f'(\rho) h(\rho)}{2\sqrt{1 + \rho^2 h(\rho) f'^2(\rho) - \frac{\omega^2 \rho^2}{h(\rho)}}}$$

لذا با کمک گرفتن از این کمیت ثابت می‌توانیم $f'(\rho)$ را به صورت زیر محاسبه کنیم:

$$\begin{aligned} \pi_f^2 &= \frac{\rho^4 f'^2(\rho) h^2(\rho)}{1 + \rho^2 h(\rho) f'^2(\rho) - \frac{\omega^2 \rho^2}{h(\rho)}} \\ \pi_f^2 + \pi_f^2 \rho^2 h(\rho) f'^2(\rho) - \frac{\pi_f^2 \omega^2 \rho^2}{h(\rho)} &= \rho^4 f'^2(\rho) h^2(\rho) \\ \pi_f^2 \rho^2 h(\rho) f'^2(\rho) - \rho^4 f'^2(\rho) h^2(\rho) &= \frac{\pi_f^2 \omega^2 \rho^2}{h(\rho)} - \pi_f^2 \end{aligned}$$

^۱Dynamical variable

$$\rho^2 h^2(\rho) f'^2(\rho) \left(\frac{\pi_f^2}{h(\rho)} - \rho^2 \right) = \pi_f^2 \left(\frac{\omega^2 \rho^2}{h(\rho)} - 1 \right)$$

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

که نتیجه می‌شود

$$f'(\rho) = \frac{\pi_f}{\rho h(\rho)} \sqrt{\frac{\omega^2 \rho^2 - h(\rho)}{\pi_f^2 - \rho^2 h(\rho)}} \quad (6.2)$$

با جاگذاری رابطه ۶.۲ در ۵.۲، به راحتی کنش نامبوگوتو به صورت زیر محاسبه می‌شود.

$$\begin{aligned} S &= -T_0 \int d\tau d\rho \sqrt{1 + \rho^2 \frac{\pi_f^2}{\rho^2 h^2(\rho)} \times \frac{\omega^2 \rho^2 - h(\rho)}{\pi_f^2 - \rho^2 h(\rho)} \times h(\rho) - \frac{\rho^2 \omega^2}{h(\rho)}} \\ &= -T_0 \int d\tau d\rho \sqrt{1 + \frac{\pi_f^2}{h(\rho)} \times \frac{\omega^2 \rho^2 - h(\rho)}{\pi_f^2 - \rho^2 h(\rho)} - \frac{\rho^2 \omega^2}{h(\rho)}} \\ &= -T_0 \int d\tau d\rho \sqrt{1 + \frac{\pi_f^2 (\rho^2 \omega^2 - h(\rho)) - \rho^2 \omega^2 (\pi_f^2 - \rho^2 h(\rho))}{h(\rho) (\pi_f^2 - \rho^2 h(\rho))}} \\ &= -T_0 \int d\tau d\rho \sqrt{\frac{\rho^2 \omega^2 h(\rho) - \rho^2 h(\rho)^2}{h(\rho) (\pi_f^2 - \rho^2 h(\rho))}} \end{aligned}$$

و در نهایت داریم:

$$S = -T_0 \int \rho d\tau d\rho \sqrt{\frac{\rho^2 \omega^2 - h(\rho)}{\pi_f^2 - \rho^2 h(\rho)}} \quad (7.2)$$

ما می‌خواهیم کنش حقیقی باشد، بنابراین اگر تغییر علامت رخ دهد باید در صورت و مخرج کسر داخل جذر، همزمان رخ دهد. فرض می‌کنیم تغییر علامت در $\rho = \rho_*$ رخ دهد. بنابراین با استفاده از رابطه ۷.۲ داریم:

$$\rho_*^2 \omega^2 - h(\rho_*) = 0 \quad \longrightarrow \quad h(\rho_*) = \rho_*^2 \omega^2 \quad (8.2)$$

$$\pi_f^2 - \rho_*^2 h(\rho_*) = 0 \quad \longrightarrow \quad \pi_f^2 = \rho_*^2 h(\rho_*) \quad (9.2)$$

بنابراین با استفاده از روابط ۸.۲ و ۹.۲ داریم:

$$\pi_f^\gamma = \rho_*^\gamma \omega^\gamma \quad (10.2)$$

بنابر روابط ۲.۲ و ۹.۲ و ۱۰.۲ داریم:

$$\begin{aligned} \rho_*^\gamma \omega^\gamma - 1 - \frac{\rho_*^\gamma}{R^\gamma} + \frac{r_\circ}{\rho_*^\gamma} &= 0 \\ \rho_*^\gamma \left(\omega^\gamma - \frac{1}{R^\gamma} \right) - 1 + \frac{r_\circ}{\rho_*^\gamma} &= 0 \\ \rho_*^\gamma \left(\omega^\gamma - \frac{1}{R^\gamma} \right) - \rho_*^\gamma + r_\circ^\gamma &= 0 \end{aligned}$$

در نتیجه

$$\begin{aligned} \rho_*^\gamma &= \frac{1 \pm \sqrt{1 - 4\left(\omega^\gamma - \frac{1}{R^\gamma}\right)r_\circ^\gamma}}{2\left(\omega^\gamma - \frac{1}{R^\gamma}\right)} \\ &= \frac{1 \pm \sqrt{1 + \frac{4r_\circ^\gamma}{R^\gamma}(1 - \omega^\gamma R^\gamma)}}{-\frac{2}{R^\gamma}(1 - \omega^\gamma R^\gamma)} \end{aligned}$$

بنابراین داریم:

$$\rho_*^\gamma = -R^\gamma \frac{1 \pm \sqrt{1 + \frac{4r_\circ^\gamma}{R^\gamma}(1 - \omega^\gamma R^\gamma)}}{2(1 - \omega^\gamma R^\gamma)} \quad (11.2)$$

از رابطه ۱۰.۲ داریم $\pi_f = \rho_*^\gamma \omega^\gamma$. بنابراین رابطه زیر نتیجه می‌شود.

$$\pi_f = \omega R^\gamma \times \frac{-1 \pm \sqrt{1 + \frac{4r_\circ^\gamma}{R^\gamma}(1 - \omega^\gamma R^\gamma)}}{2(1 - \omega^\gamma R^\gamma)}. \quad (12.2)$$

ما نیروی کششی اعمال شده را روی ریسمان به وسیله آهنگ تکانه در طول ریسمان به پایین رو به افق محاسبه می‌کنیم. آهنگ تکانه در مرجع [۱۱] به صورت زیر می‌باشد.

$$\frac{dp_\theta}{dt} = \sqrt{-g} p_\theta^\rho, \quad p_\mu^\alpha = -\frac{1}{2\pi\alpha'} G_{\mu\nu} g^{ab} \partial_b x^\nu = -\frac{1}{2\pi\alpha'} \frac{\pi_\mu^\alpha}{\sqrt{-g}} \quad (13.2)$$

در این جا p_μ^α تکانه انرژی فضا زمان روی جهان سطح فعلی و $G_{\mu\nu}$ متریک فضا زمان و g^{ab} متریک جهان سطح است. با استفاده از روابط ۱۲.۲ و ۱۳.۲ و متریک ما سرانجام نیروی کششی را در مختصات سرتاسری داریم

$$\frac{dp_\theta}{dt} = -\frac{1}{2\pi\alpha'} \pi_f. \quad (14.2)$$

۲.۱.۲ مقایسه با حالت اندازه نامحدود

نیروی کششی در حالت اندازه نامحدود در [۱۱] با استفاده از فضا زمان AdS پوانکاره انجام شده است. وضعیت ریسمان با رابطه زیر معین شده است

$$x = vt + \xi(r),$$

و اندازه حرکت کانونیک به صورت زیر می‌باشد

$$\pi_\xi = \frac{r_H^\gamma}{R^\gamma} \frac{v}{\sqrt{1-v^2}} \quad (15.2)$$

همچنین اتلاف انرژی در این حالت به صورت زیر محاسبه می‌شود

$$\frac{dp_x}{dt} = -\frac{1}{2\pi\alpha'} \pi_\xi \quad (16.2)$$

با توجه به روابط ۱۵.۲ و ۱۶.۲ داریم

$$\frac{dp_x}{dt} = -\pi T^\gamma \sqrt{\frac{\lambda}{2}} \frac{v}{\sqrt{1-v^2}} \quad (17.2)$$

که در آن $R^4 = 2\lambda\alpha'^2$ و $T = \frac{r_H}{\pi R^2}$ ثابت جفت‌شدگی توفت است. برای مقایسه این نیروی کشش با یک حالت اندازه معین، از حد سیاه‌چاله بزرگ $R \gg \rho_H$ استفاده می‌کنیم. این حد باعث می‌شود مرز S^3 تبدیل به R^3 تخت شود. برای تحلیل ابعادی مختصات فضای فاز (θ, π_f) در حالت سرتاسری را با $(\frac{x}{R}, \pi_\xi R)$ در حالت پوانکاره، ω سرعت زاویه‌ای را با سرعت خطی $v = \omega R$ می‌توان مقایسه کرد. اگر نیروی کششی ۱۴.۲ را برحسب مقیاس حجم بی‌بعد TR به صورت زیر بسط دهیم

$$\frac{dp_\theta}{dt} = -\pi T^\gamma \sqrt{\frac{\lambda}{2}} \frac{\omega R^2}{\sqrt{1-\omega^2 R^2}} \left[1 - \frac{1 + \sqrt{1 + \omega^2 R^2}}{2\pi^2 \sqrt{1 - \omega^2 R^2}} \left(\frac{1}{TR}\right)^2 + \frac{1}{8\pi^2} \frac{3\omega^2 R^2 - 2}{1 - \omega^2 R^2} \left(\frac{1}{TR}\right)^4 + \dots \right]$$

با استفاده از رابطه ۱۶.۲ و $v = R\omega$ می‌توان نوشت:

$$\frac{1}{R} \frac{dp_\theta}{dt} = \frac{dp_x}{dt} \left[1 - \frac{1 + \sqrt{1 + v^2}}{2\pi^2 \sqrt{1 - v^2}} \left(\frac{1}{TR}\right)^2 + \frac{1}{8\pi^2} \frac{3v^2 - 2}{1 - v^2} \left(\frac{1}{TR}\right)^4 + \dots \right]. \quad (18.2)$$

در رابطه ۱۸.۲ سمت چپ تساوی نیروی کششی انتقالی در اندازه محدود است و سمت راست تساوی، بسط آن در حد حجم بزرگ (اندازه نامحدود) بر حسب TR است که جمله اول آن همان نیروی کششی در اندازه محدود ۱۷.۲ می‌باشد.

برای دیدن این که آیا اثر اندازه محدود برای این مدل در آزمایش RHIC قابل توجه است یا نه، برای نخستین بار با استفاده از تبدیل

$$TR \rightarrow \left(\frac{K_B}{\hbar c}\right) T_{real} R_{real}$$

برای دمای T و اندازه R سیستم بین المللی واحدها SI را استفاده می‌کنیم که در آن K_B ثابت بولتزمن و $K_B = 1/381 \times 10^{-23} \frac{j}{k}$ و \hbar ثابت پلانک که $\hbar = 1/0.55 \times 10^{-34} j.s$ و c سرعت نور در خلاء که برابر $c = 2/998 \times 10^8 \frac{m}{s}$ می‌باشد و به ترتیب T_{real} و R_{real} واحد کلون و متر را خواهند داشت. اختلاف نیروی کششی در اندازه نامحدود و محدود (D) را بر حسب درصد با استفاده از رابطه زیر محاسبه می‌کنیم

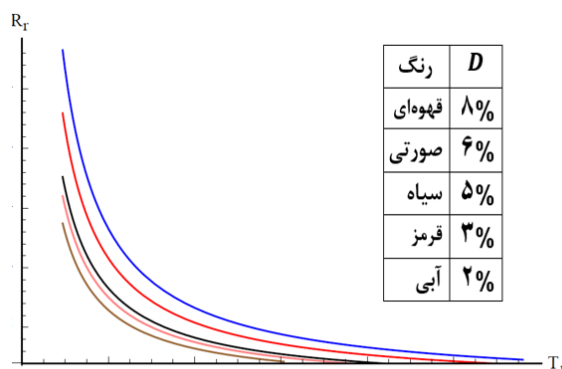
$$D = \frac{\text{نیروی کششی در حالت نامحدود}}{\text{نیروی کششی در حالت نامحدود}} \times 100$$

$$= \frac{\frac{dp_x}{dt} - \frac{1}{R} \frac{dp_\theta}{dt}}{\frac{dp_x}{dt}} \times 100$$

بنابراین داریم

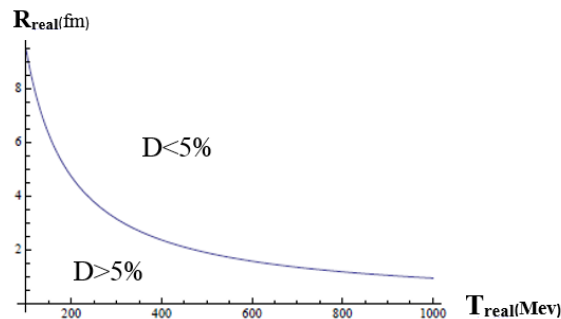
$$D = \left[\frac{1 + \sqrt{1 + v^2}}{2\pi^2 \sqrt{1 - v^2}} \left(\frac{1}{TR}\right)^2 - \frac{3v^2 - 2}{8\pi^2 (1 - v^2)} \left(\frac{1}{TR}\right)^4 + \dots \right] \times 100 \quad (19.2)$$

ما یک کوآرک فوق‌العاده نسبیتی با سرعت $v = 0.999c$ در نظر می‌گیریم. اگر دو جمله اول معادله ۱۹.۲ را در نظر گرفته و به ازای مقادیر مختلف D نمودار R_{real} بر حسب T_{real} رسم کنیم شکل ۳.۲ به دست می‌آید که در آن منحنی وسط مربوط به تفاوت ۵ درصد می‌باشد و نمودارهای بالاتر از آن برای D های کمتر از ۵ درصد و نمودارهای پایین‌تر از آن برای D های بیشتر از ۵ درصد است.



شکل ۳.۲: نمودار R_{real} بر حسب T_{real} برای مقادیر مختلف D

حال اگر نمودار T_{real} بر حسب R_{real} را با در نظر گرفتن جملات بالاتر به طور دقیق رسم کنیم به نمودار ۴.۲ می‌رسیم که در آن منحنی، تفاوت ۵ درصد را نشان می‌دهد. مناطق بالا و پایین نمودار درصد تفاوت کمتر از ۵ درصد و بیشتر از ۵ درصد را بنا به شکل ۳.۲ نشان می‌دهد.



شکل ۴.۲: نمودار T_{real} بر حسب R_{real} در QGP

QGP در $RHIC$ دمای در حدود $4 \times 10^{12} K$ یا $345 MeV$ دارد. در این مقدار دما، اندازه QGP که از نمودار فوق خوانده شده $2.75 fm$ می‌باشد. این بدان معناست که اگر اندازه QGP تولید شده در $RHIC$ کمتر از حدود ۲ الی ۳ فرمی باشد حتما اثر اندازه محدود در نظر گرفته شود [۲۲].

فصل ۳

بررسی طول پوششی کوارکونیوم در مختصات سرتاسری

۱.۳ کوارکونیوم در QGP

حالت مقید کوارک‌های سنگین b یا c و پادکوارک‌های آنها \bar{b} یا \bar{c} تشکیل مزون‌های سنگین به نام کوارکونیوم^۱ می‌دهند. حالت مقید $c\bar{c}$ مثل مزون J/ψ را چارمونیوم^۲ و حالت مقید $b\bar{b}$ مثل مزون اوپسیلون (Υ) را باتمونیوم^۳ می‌نامند. انرژی بستگی حالت‌های پایه J/ψ و Υ به ترتیب برابر 0.6 GeV و 1.2 GeV بوده و بسیار بزرگتر از مقیاس هادرونی $\Lambda = 0.2\text{ GeV}$ می‌باشد. در نتیجه شعاع‌های حالت پایه r_Q این مزون‌ها بسیار کوچک و در حدود 0.1 fm و 0.2 fm است. یکی از مهم‌ترین نشانه‌های تولید پلاسمای کوارک گلوئون بوسیله برخورددهنده‌های هادرونی $RHIC$ و LHC توقف تولید مزون J/ψ جفت $c\bar{c}$ است. این پدیده از لحاظ کیفی زمانی رخ می‌دهد که دمای پلاسمای هادرونی بالاتر باشد. وقتی که پتانسیل برهم‌کنش جفت $c\bar{c}$ قادر نیست آنها را کنار هم نگاهدارد بنابراین در پلاسمای کوارک گلوئون از هم جدا خواهند شد [۱، ۲۳].

برای QGP که از بارهای رنگ‌دار غیرمحبوس تشکیل شده، مثل پلاسمای الکترومغناطیسی در QED پدیده استتار بار وجود دارد طوری که در دمای بالاتر از دمای بحرانی^۴ T_c (دمایی که به ازای دمای بالاتر از آن تغییر از فاز هادرونی به فاز QGP صورت می‌گیرد) جرم ویژه استتار μ_D شدیداً افزایش می‌یابد و از طرفی نظریه اختلال نشان می‌دهد که شعاع استتار r_D و جرم ویژه استتار μ_D نسبت عکس

^۱Quarkonium

^۲Charmonium

^۳Bottomonium

^۴Critical temperature

دارند و رابطه r_D و μ_D به صورت زیر است:

$$r_D = \frac{1}{\mu_D}, \quad \mu_D = \alpha_s(T)T$$

کمیت $\alpha_s(T)$ ثابت جفت‌شدگی برهم‌کنش‌های قوی است و تابعی از دما می‌باشد. بنابراین با افزایش دما گستره برهم‌کنش‌های قوی کاهش قابل توجهی در محیط را نشان می‌دهند.

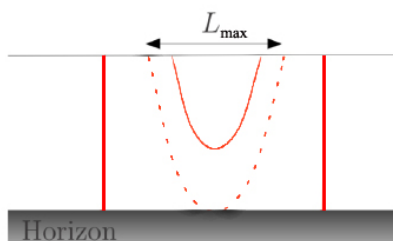
اگر $r_D \gg r_Q$ باشد محیط کوآرک سنگین مقید را تحت تاثیر قرار نمی‌دهد ولی اگر $r_D \ll r_Q$ باشد دو کوآرک سنگین یکدیگر را نمی‌بینند یعنی وجود همدیگر را حس نمی‌کنند و در نتیجه حالت مقید ذوب می‌شود.

لذا می‌توان انتظار داشت که کوآرکونیوم در گستره دمای بالای T_c وقتی که دما به اندازه کافی زیاد شود ذوب می‌شود، یعنی موقعیت چنین حالت‌هایی در QGP به اندازه نسبی شعاع استتار r_D بستگی دارد.

مطالعات نشان می‌دهند که وجود مزون J/ψ به عنوان یک حالت مقید در دمای بالا بین $1/5T_c$ و $2/5T_c$ متوقف می‌شوند چون این مزون‌ها (چارمونیم و باتمونیم) نسبت به هادرون‌های معمولی کوچکتر هستند. بنابراین در دمای بالاتر از T_c همچنان مقید باقی می‌مانند و اگر دمای پلاسمای کوآرک گلوئون به اندازه کافی افزایش یابد نهایتاً مزون‌ها تفکیک می‌شوند [۲۴، ۴].

۲.۳ معرفی طول پوششی

ما در این بخش به مطالعه طول پوششی یک جفت کوآرک و پادکوآرک در حال حرکت درون پلاسمای داغ در مختصات سرتاسری با استفاده از تناظر AdS/CFT می‌پردازیم جایی که متریک زمینه سیاه‌چاله AdS شوارتزشیلد است. دو انتهای ریسمان که روی سطوح هندسی در مرز به پایان می‌رسند، به عنوان جفت کوآرک و پادکوآرک تفسیر می‌کنند که با یک جنبش ایستا در صفحه استوایی مشخص می‌شود. پتانسیل پوششی جفت $c\bar{c}$ به مقدار ماکزیمم طول جدایی بین کوآرک c و پادکوآرک \bar{c} بستگی دارد که طول پوششی L_{max} نامیده می‌شود [۲۳].



شکل ۱۰۳: نمایش طول پوششی کوآرکونیوم با استفاده از دیدگاه AdS/CFT

در واقع طول پوششی حداکثر فاصله بین کوآرک و پادکوآرک می‌باشد به طوری که برای فاصله‌های بزرگتر از این فاصله، در جهان سطح ریسمان فرینه‌ای وجود ندارد که جفت کوآرک پادکوآرک را مقید کند و کوآرک و پادکوآرک از یکدیگر جدا می‌شوند و به اصطلاح مزون در محیط ذوب می‌شود.

باید گفت همانطور که میدان ذره باردار در محیط برد محدودی در QED دارد اثرات رنگ کوارک در QCD هم در محیط QGP چنین برد کوتاهی را ایجاد می‌کند. این برد محدود به طول پوششی معروف است و برای چارمونیم این همان بردی است که کوارک c و پادکوارک \bar{c} همدیگر را در محیط QGP می‌بینند و این دیدن به منزله وجود یک جاذبه غیرصفر بین آنها است [۵].

طول پوششی کوارک و پادکوارک در محیط QGP را می‌توان در دو چارچوب مرجع بررسی کرد.

• چارچوب مرجع پلاسما^۵

در این چارچوب مرجع، پلاسما ساکن و کوارک و پادکوارک با سرعت v در حال حرکت می‌باشند. محاسبات انجام شده را می‌توان در مراجع [۱۵، ۱۸] مشاهده کرد.

• چارچوب مرجع کوارک و پادکوارک^۶

در این چارچوب مرجع، کوارک و پادکوارک ساکن و پلاسما با سرعت زاویه‌ای متناسب با سرعت زاویه‌ای جفت کوارک و پادکوارک در حال چرخش دیده خواهد شد. برای این حالت متریک زمینه یک سیاه‌چاله چرخان است. در مختصات پوانکاره این متریک بوسیله متریک ایستا که در مرجع [۲۵] شرح داده شده است به دست می‌آید. همچنین روش ساختن متریک چرخش از متریک ایستا در مختصات سرتاسری در مرجع [۲۶] بررسی شده است. با این حال راه‌حل برای سیاه‌چاله چرخان در مختصات سرتاسری استفاده از روش‌های مختلف می‌باشد. برای مورد خاص در این پایان‌نامه روش خیزداده‌شده‌ای وجود دارد. ما می‌توانیم یک سیاه‌چاله جواب که AdS خیزداده‌شده سیاه‌چاله نامیده می‌شود به دست آوریم. بیشتر محاسبات طول پوششی در موارد چاپ شده برای مورد پلاسمای غیرچرخان انجام شده است. با این حال در یک پدیده واقعی‌تر، پلاسما مقداری تکانه زاویه‌ای دارد مانند QGP تولید شده در اثر برخورد یون‌های سنگین در $RHIC$ و LHC . این طبیعی است که ذکر کنیم پیرامون برخورد دو هسته باید تکانه زاویه‌ای در پلاسما تولید شود [۲۷، ۲۸].

اگرچه مقدار تکانه زاویه‌ای حاصل شده پلاسما در مقایسه با تکانه زاویه‌ای اولیه در هسته کوچک است ولی انتظار می‌رود هنگامی که انرژی برخورد افزایش می‌یابد، اثر تکانه زاویه‌ای افزایش قابل توجه یابد [۲۹، ۳۰].

در این فصل طول پوششی کوارک پادکوارک در حال حرکت در پلاسما را بررسی می‌کنیم که متریک زمینه سیاه‌چاله AdS شوارتز شیلد چهاربعدي در مختصات سرتاسری است. در مختصات پوانکاره ما می‌توانیم طول پوششی را برای زاویه دلخواه بین طول جدایی از جفت کوارک پادکوارک در جهت سرعت حرکت آن یا در جهت باد پلاسمای گرم محاسبه کنیم [۳۱].

متأسفانه وضعیت کاملاً در حالت مختصات سرتاسری محدود شده است. دلیل اصلی، مسیر حرکت کوارک سنگین روی مرز است که باید آن را روی دایره بزرگ دنبال کرد. اگر می‌خواهیم طول پوششی ثابت نگه داشته شود پس هر دو کوارک و پادکوارک در همان صفحه دایره بزرگ ضمن حرکت ثابت باقی بمانند. بنابراین تنها زاویه ممکن وقتی است که طول جدایی کوارک پادکوارک موازی با سرعت زاویه‌ای مسیر است.

^۵Plasma reference frame

^۶Quark-antiquark reference frame

در این پایان نامه طول جدایی کوارک و پادکوارک سنگین را در چارچوب مرجع پلازما بررسی خواهیم کرد. نمودار عددی طول جدایی را برای سرعت‌های زاویه‌ای مختلف متفاوت به‌عنوان یک تابع از اندازه حرکت انتقالی مختصات زاویه‌ای ϕ در طول ریسمان رسم می‌کنیم.

در این پایان نامه تمام محاسبات به‌صورت عددی بیان می‌شود و روابط بین کمیت‌ها با استفاده از l شعاع انحنای AdS بدون بعد انجام شده است. مثلاً سرعت زاویه‌ای ω دارای دیمانسیون $[L]^{-1}$ است که در شکل بدون بعد به‌صورت $(\frac{\omega}{l})$ نوشته می‌شود.

۳.۳ طول پوششی در چارچوب مرجع پلازما

در چارچوب مرجع پلازما متریک زمینه ایستا می‌باشد که برای سیاه‌چاله AdS شوارتزشیلد چهاربعدی در مختصات سرتاسری به‌صورت زیر است.

$$ds^2 = -r^2 h(r) dt^2 + \frac{1}{r^2 h(r)} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (1.3)$$

و روابط زیر را برای این سیاه‌چاله داریم:

$$h(r) = l^2 + \frac{1}{r^2} - \frac{2M_{Sch}}{r^3}, \quad T_{Sch} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{r_H} + 3r_H l^2 \right) \quad (2.3)$$

$$0 \leq \phi < 2\pi, \quad 0 \leq \theta \leq \pi, \quad r_H \leq r \leq \infty$$

در این جا l شعاع انحنای فضای AdS است و M_{Sch} با جرم سیاه‌چاله AdS شوارتزشیلد متناسب است و T دمای هاوکینگ و r_H افق رویداد است که با ریشه حقیقی و مثبت $h(r)$ مشخص می‌شود که در آن $h(r_H) = 0$ است. سیاه‌چاله AdS شوارتزشیلد دارای یک حداقل دما است [۳۲]. در این متریک پلاسمای مربوط در مرز AdS زندگی می‌کند، راه حل کلاسیک در یک ریسمان است که با حل معادله حرکت از کنش نامبوگوتو به‌دست می‌آید.

$$S = -T_0 \int d\sigma d\tau \sqrt{-g} \quad (3.3)$$

که در آن داریم

$$-g = (\dot{X} \cdot X')^2 - (X')^2 (\dot{X})^2, \quad \dot{X} = \partial_\tau X, \quad X' = \partial_\sigma X, \quad T_0 = \frac{1}{2\pi\alpha'}$$

در این جا $X^\mu(\tau, \sigma)$ مختصات فضا-زمان جهان‌سطح ریسمان می‌باشد و $G_{\mu\nu}$ متریک زمینه معادله ۱.۳ است و روابط زیر را داریم:

$$\nabla_\alpha P_\mu^\alpha = 0, \quad P_\mu^\alpha = -\frac{1}{2\pi\alpha'} \frac{\pi_\mu^\alpha}{\sqrt{-g}}, \quad \pi_\mu^\alpha = -2\pi\alpha' \frac{\delta S}{\delta \partial_\alpha X^\mu} \quad (4.3)$$

که در آن π_μ^α اندازه حرکت کانونیک جهان سطح می باشد. برای به دست آوردن معادله حرکت، پیمانه $\sigma = r$ و $\tau = t$ انتخاب می کنیم. ساده ترین راه حل پایدار وقتی است که حرکت را در صفحه استوایی $\theta = \frac{\pi}{4}$ در نظر بگیریم. تقارن چرخشی AdS^\vee شوارتز شیلد تضمین می کند که انتهای ریسمان کامل در داخل این صفحه می باشد [۳۳]. بنابراین با قرار دادن $\theta = \frac{\pi}{4}$ در معادله ۱.۳ داریم:

$$ds^2 = -r^2 h(r) dt^2 + \frac{1}{r^2 h(r)} dr^2 + r^2 d\phi^2 \quad (5.3)$$

و پیکربندی ریسمان در این حالت به صورت زیر است

$$\phi(r, t) = \omega t + \phi(r) \quad (6.3)$$

با استفاده از متریک می توان تانسور متریک را به صورت زیر نوشت

$$G_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -r^2 h(r) & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{r^2 h(r)} & 0 \\ 0 & 0 & r^2 \end{pmatrix}.$$

در نتیجه داریم

$$X^\mu = (t = \tau, \sigma = r, \phi = \omega t + \phi(r))$$

$$\dot{X}^\mu = (1, 0, \omega)$$

$$X'^\mu = (0, 1, \phi'(r))$$

$$\dot{X} \cdot X' = \dot{X}^\mu X'^\mu G_{\mu\nu} = \omega \phi'(r) r^2$$

$$\dot{X}^2 = \dot{X}^\mu \dot{X}^\nu G_{\mu\nu} = -r^2 h(r) + \omega^2 r^2$$

$$X'^2 = X'^\mu X'^\nu G_{\mu\nu} = \frac{1}{r^2 h(r)} + r^2 \phi'^2(r)$$

بنابراین کنش نامبوگوتو به صورت زیر به دست می آید

$$S = -\frac{1}{2\pi\alpha'} \int d\tau d\sigma \sqrt{(\dot{X} \cdot X')^2 - \dot{X}^2 X'^2}$$

$$S = -\frac{1}{2\pi\alpha'} \int d\tau d\sigma \sqrt{r^2 h(r) \phi'^2(r) + \left(1 - \frac{\omega^2}{h(r)}\right)}. \quad (7.3)$$

^{\vee}The rotational symmetry

اندازه حرکت کانونیک π_ϕ^r ثابت حرکت است که در بررسی خواص فیزیکی پیکربندی ریسمان می‌تواند مفید باشد و به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\pi_\phi^r = -(\Upsilon\pi\alpha) \frac{\delta S}{\delta \partial_r X_\phi} = \frac{\partial S}{\partial \phi'} \quad (۸.۳)$$

$$\pi_\phi^r = \frac{\phi' h(r) r^4}{\sqrt{r^4 h(r) \phi'^2(r) + (1 - \frac{w^2}{h(r)})}} \quad (۹.۳)$$

در رابطه بالا $' = \frac{\partial}{\partial r}$ می‌باشد.

برای یک جفت کوارک و پادکوارک در حال حرکت با سرعت زاویه‌ای ثابت، معادله حرکت از کنش نامبوگوتو از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\partial_r \pi_\phi^r + \partial_t \pi_\phi^t = 0$$

چون π_ϕ^t وابستگی زمانی ندارد بنابراین $\pi_\phi^t = 0$ است، لذا معادله حرکت به صورت ساده زیر می‌باشد:

$$\partial_r \pi_\phi^r = 0 \Rightarrow \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\phi' h(r) r^4}{\sqrt{-g}} \right) = 0 \quad (۱۰.۳)$$

معادله ۱۰.۳ دارای تقارن محوری^۸ نسبت به ϕ است بنابراین اگر $\phi(r)$ یک جواب معادله باشد $-\phi(r)$ نیز یک جواب خواهد بود. پیکربندی کوارک و پادکوارک با یک ریسمان U شکل که در صفحه $r - \phi$ قرار دارد مشخص می‌شود و برای جفت کوارک و پادکوارک به شرح [۱۷] ما را به یک جواب از ۱۰.۳ با شرایط زیر می‌رساند.

$$\phi(r \rightarrow \infty) = \frac{L}{\Upsilon}, \quad \phi'(r_p) = \infty \quad (۱۱.۳)$$

که در آن L طول جدایی کوارک و پادکوارک تعریف می‌شود و r_p نقطه عطف، که در آن ریسمان به یک مقدار حداقل در r با شرط $r_p > r_H$ می‌رسد. با استفاده از تقارن محوری $\phi \rightarrow -\phi$ می‌توانیم راه‌حل دیگری به دست آوریم و نقطه عطف را در وسط طوری تنظیم کنیم که $\phi(r_p) = 0$ باشد.

طبق هولوگرافی، کوارک و پادکوارک در مرز $\phi(r \rightarrow \infty) = \pm \frac{L}{\Upsilon}$ قرار دارند. با حل معادله ۹.۳ به صورت زیر می‌توانیم مقدار $\phi'(r)$ را به دست آوریم.

$$\pi_\phi^{r^2} = \frac{r^4 h(r)^2 \phi'^2}{r^4 h(r) \phi'^2 + (1 - \frac{w^2}{h(r)})}$$

$$\phi'^2 r^4 h(r) (h(r) r^4 - \pi_\phi^{r^2}) = \pi_\phi^{r^2} \left(\frac{h(r) - w^2}{h(r)} \right)$$

$$\phi'^2 = \frac{\pi_\phi^{r^2}}{h^2(r) r^4} \left(\frac{h(r) - w^2}{h(r) r^4 - \pi_\phi^{r^2}} \right)$$

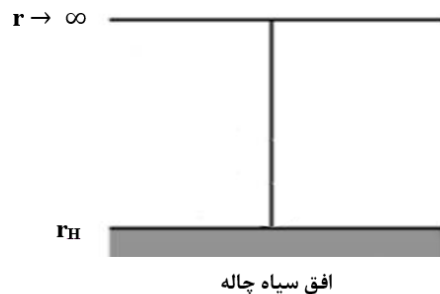
^۸Reflection symmetry

$$\phi' = \pm \frac{\pi_\phi^r}{r^2 h(r)} \sqrt{\frac{h(r) - w^2}{h(r)r^2 - \pi_\phi^{r2}}} \quad (12.3)$$

در $\pi_\phi^r = P$ یک مقدار ثابت است که نشان‌دهنده مولفه ϕ اندازه حرکت انتقالی ریسمان است و در قرارداد ما $P > 0$ است. بنابراین می‌توان نوشت

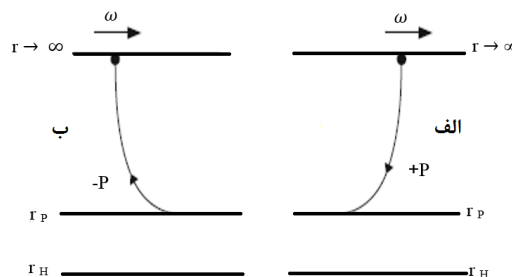
$$\phi' = \pm \frac{P}{r^2 h(r)} \sqrt{\frac{h(r) - w^2}{r^2 h(r) - P^2}} \quad (13.3)$$

علامت مثبت در رابطه ۱۳.۳ مربوط به پیکربندی است که در آن شار انرژی از مرز به $r = r_p$ است در حالی که برای علامت منفی شار انرژی معکوس می‌شود. در $P = 0$ آن متناظر با یک ریسمان راست مطابق شکل ۲.۳ است.



شکل ۲.۳: ریسمان راست

جفت کوارک و پادکوآرک از این دو علامت می‌تواند ساخته شود. همانطور که در تصویرهای الف و ب مربوط به شکل ۳.۳ نشان داده شده است.



شکل ۳.۳: دو وضعیت مختلف ریسمان با نمودارهای الف و ب نشان داده شده که به ترتیب مربوط به علامت مثبت و منفی معادله ۱۳.۳ است.

علامت منفی حل با توجه به تجزیه و تحلیل نیروی کششی به نظر می‌رسد غیرفیزیکی باشد [۱۱، ۱۲]. با این حال این مورد در این جا به معنی انتقال انرژی از افق نیست بلکه از نقطه عطف $r_p > r_H$ است. مرتب ساختن این دو وضعیت ریسمان برای به هم پیوستن جفت کوآرک و پادکوآرک در $r = r_p$ ضروری است به طوری که جریان انرژی $-T \cdot Pw = -\pi_t^\sigma = \frac{dE}{dt}$ ، از یک انتهای ریسمان در روی مرز به نقطه

عطف و سپس برگشت دوباره به انتهای دیگر در مرز است. در این حالت جریان انرژی در جهت مخالف سرعت زاویه‌ای که در شکل رسم شده است می‌باشد.

برخلاف حالت عمود در [۱۷] نیروی ثابت $\pi_\phi^\sigma = -T_\sigma P$ غیرصفر است و این نیروی غیرصفر در نقطه عطف از ریسمان موازی با محور ϕ است. با جزییات بیشتر ϕ' به صورت تابع دوضابطه‌ای زیر در سیستم ما تعریف می‌شود.

$$\frac{d\phi}{dt} = \begin{cases} \frac{P}{r^2 h(r)} \sqrt{\frac{h(r) - w^2}{r^4 h(r) - P^2}} & 0 \leq \phi \leq \frac{L}{2} \\ -\frac{P}{r^2 h(r)} \sqrt{\frac{h(r) - w^2}{r^4 h(r) - P^2}} & -\frac{L}{2} \leq \phi \leq 0 \end{cases}$$

که در آن شعاع r در محدوده $r_p \leq r < \infty$ قرار می‌گیرد.

۴.۳ بررسی جواب‌های مختلف معادله حرکت

حل معادله ۱۳.۳ برای علامت مثبت است و جواب دیگر را می‌توان با تبدیل $P \rightarrow -P$ به دست آورد. برای آنکه معادله ۱۳.۳ در همه جا مقدار حقیقی داشته باشد باید

۱- مقدار r در بازه $r_H < r < \infty$ باشد.

۲- عبارت زیر جذر باید مثبت باشد یعنی $\frac{h(r) - w^2}{r^4 h(r) - P^2} \geq 0$

۳- در $r = r_p$ باید داشته باشیم

$$r_p^4 h(r_p) - P^2 = 0 \Rightarrow P^2 = r_p^4 h(r_p) \Rightarrow h(r_p) > 0 \rightarrow r_p > r_H$$

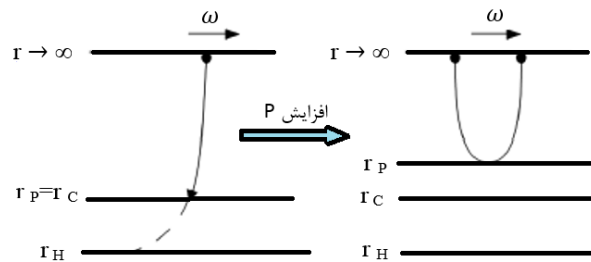
بنابراین یک شعاع بحرانی r_c باید وجود داشته باشد که در آن شعاع $h(r_c) - w^2 = 0$ باشد و در نتیجه برای $w \neq 0$ داشته باشیم $r_c > r_H$.

۴- حل معادله ۱۳.۳ از نظر شرایط انتگرال‌گیری برای $r_p > r_c$ می‌باشد و انتگرال‌گیری برای مختصات r از پایین در $r = r_p$ محدود است و به این ترتیب وضعیت ریسمان برای جفت کوآرک و پادکوآرک شکل می‌گیرد.

۵- اگر $r_p < r_c$ باشد چون انتگرال‌گیری از پایین در $r = r_c$ محدود شده است، لذا در $r = r_c$ این راه‌حل نیاز دارد $P = 0$ باشد. از این رو ریسمان عمود بر محور ϕ است که وضعیتی شبیه به یک حالت در نظر گرفته شده در [۱۷] است به این ترتیب وضعیت فیزیکی توسط یک ریسمان مستقیم مشخص می‌شود.

۶- پیکربندی برای $r_p = r_c$ که در آن شرایط معادله ۱۱.۳ برآورده نمی‌شود را چشم‌پوشی می‌کنیم که از نظر فیزیکی شبیه به پیکربندی نیروی کششی یک ریسمان منحنی در حال حرکت است. بنابراین پیکربندی ریسمان برای جفت کوآرک و پادکوآرک مستلزم شرط $r_p > r_c$ یا معادل آن $P^2 > P_c^2 = w^2 r_c^4$ است.

بنابراین برای سرعت‌های زاویه‌ای ثابت متفاوت، پیکربندی ریسمان با مقدار اندازه حرکت انتقالی در ریسمان با $P^2 > P_c^2$ مشخص می‌شود. در $P^2 = P_c^2$ ریسمان تمایل به نشان دادن کوارک تنها دارد و اگر اندازه حرکت انتقالی P را افزایش دهیم شروع به نمایش جفت کوارک و پادکوارک می‌کند. شکل ۴.۳ تصویری از پیکربندی ریسمان برای توصیف جفت کوارک و پادکوارک و نیروی کششی یک کوارک تنها یا پادکوارک را نشان می‌دهد.

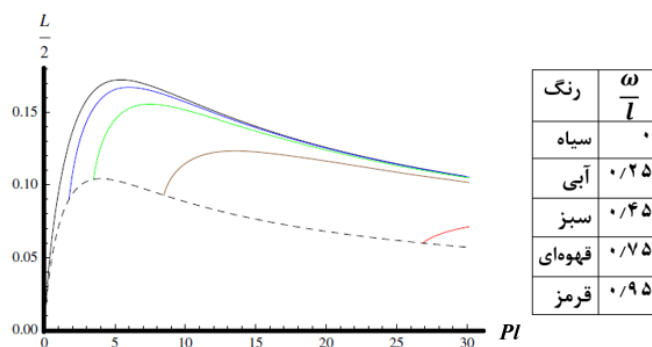


شکل ۴.۳: تصویر سمت چپ نشان دهنده وضعیت ریسمان یک کوارک متحرک با اندازه حرکت انتقالی $p^2 = p_c^2 = w^2 r_c^2$ می‌باشد، با افزایش $p^2 > w^2 r_c^2$ ، پیکربندی ریسمان برای جفت کوارک و پادکوارک تبدیل می‌شود که توسط تصویر سمت راست نشان داده شده است.

از معادله ۱۳.۳ یک رابطه انتگرالی به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\int_0^L \frac{1}{\gamma} d\phi = \frac{L}{\gamma} = \int_{r_p}^{\infty} dr \frac{P}{r^2 h(r)} \sqrt{\frac{h(r) - w^2}{r^2 h(r) - P^2}} \quad (14.3)$$

حل تحلیلی انتگرال بالا دشوار است لذا ما به دنبال رسم عددی انتگرال هستیم. حل عددی طول جدایی برای مقادیر مختلف $\frac{w}{l}$ در شکل ۵.۳ نشان داده شده است [۲۳].



شکل ۵.۳: نمودار طول جدایی برحسب pl به ازای مقادیر مختلف $\frac{w}{l}$ و $M_{sch}l = 10$

به عنوان یک نمونه می‌توانید مشاهده کنید محاسبات در حالت پوانکاره از طول جدایی مرجع [۱۷] نتایج مشابه ارائه می‌دهد با این تفاوت که در مختصات سرتاسری اندازه حرکت انتقالی از پایین در $P^2 = P_c^2 = w^2 r_c^2$ برای هر w محدود شده است. مرز پایین اندازه حرکت انتقالی برای هر w توسط

خط چین سیاه و سفید در شکل ۵.۳ نمایش داده شده است. در روی این خط جفت کوارک و پادکوارک نمی‌تواند تشکیل شود و ریسمان یک کوارک در حال حرکت می‌شود یا وضعیت نیروی کششی را می‌توانیم داشته باشیم.

بنابراین رسم ما عموماً از $P = 0$ شروع نمی‌شود که این متفاوت از رسم ارائه شده در [۱۷] است اما به جای آن از $P = P_c$ شروع می‌شود. طول جدایی در شکل ۵.۳ از دو بخش جدا از هم با حداکثر مقدار L_{max} تشکیل شده است که طول پوششی در نقطه $P = P_{max}$ نامیده می‌شود.

برای $P_c < P < P_{max}$ وضعیت ریسمان کم ثبات است و برای $P \geq P_{max}$ غالباً پایدار است و آن به انرژی کل جفت کوارک و پادکوارک بستگی دارد. بحث مفصل به این موضوع را می‌توان در مراجع [۱۷، ۱۵] پیدا کرد.

حالت $P = P_c$ را به عنوان یک وضعیت ریسمان از جفت کوارک و پادکوارک در نظر نمی‌گیریم زیرا هندسه ریسمان در مرز نمی‌تواند از r_p پایین باشد اما در عوض می‌تواند از پایین تا r_H ادامه پیدا کند در نتیجه انتگرال ۱۴.۳ باید از $r = r_H$ تا $r \rightarrow \infty$ گرفته شود. با این حال طول جدایی در این مورد بی‌نهایت می‌شود به این دلیل که انتگرال ۱۴.۳ نزدیک $r \rightarrow r_H$ واگرا می‌شود. لذا این کمک به توضیح ما در بالا است که وضعیت ریسمان کوارک و پادکوارک در این مقدار از اندازه حرکت انتقالی با توجه به طول جدایی بی‌نهایت بزرگ به یک کوارک و پادکوارک تنها جدا می‌شود.

روش دیگر برای بررسی طول پوششی رفتن به چارچوب ساکن جفت کوارک و پادکوارک می‌باشد. این کار را می‌توان به کمک تبدیلات زیر انجام داد.

$$t \rightarrow \gamma(t - \frac{w}{l^2}\phi) \quad , \quad \phi \rightarrow \gamma(\phi - wt) \quad , \quad \gamma = (1 - \frac{w^2}{l^2})^{-\frac{1}{2}}$$

که در آن γ ضریب خیز^۹ است. در نتیجه AdS خیز داده شده موثر برای سیاه‌چاله سه‌بعدی به صورت زیر است.

$$ds^2 = -r^2 h(r) \gamma^2 (dt - \frac{w}{l^2} d\phi)^2 + \frac{1}{r^2 h(r)} dr^2 + r^2 \gamma^2 (d\phi - w dt)^2$$

اگر همان پیمانه ایستای قبل $\sigma = r$ و $\tau = t$ را قرار دهیم با حل برای $\phi(r)$ به دست می‌آوریم:

$$\phi' = \pm \frac{P\gamma}{r^2 h(r)} \sqrt{\frac{h(r) - w^2}{r^2 h(r) - P^2}} \quad (15.3)$$

که در اینجا P دوباره همان مولفه ϕ اندازه حرکت انتقالی که در سیاه‌چاله ایستای حالت قبل تعریف شده است می‌باشد. از معادله ۱۵.۳ نتیجه می‌شود که طول جدایی کوچک است چون γ عددی کوچک‌تر از یک می‌باشد. بنابراین طول پوششی خوب برابر است با:

$$L_{Boost} = \gamma L_{Sch} \quad (16.3)$$

^۹Boost factor

۵.۳ نیروی کششی

در پیکربندی ایستا تمام آهنگ اندازه حرکت شعاعی است بنابراین نیروی کششی در جهت ϕ می‌باشد و داریم:

$$\frac{dp_\phi}{dt} = -\sqrt{-g}p_\phi^r \quad (۱۷.۳)$$

از طرفی داشتیم:

$$p_\phi^r = -\frac{1}{\sqrt{\pi\alpha'}} \frac{\pi_\phi^r}{\sqrt{-g}} \quad (۱۸.۳)$$

بنابراین از روابط ۱۷.۳ و ۱۸.۳ داریم:

$$\frac{dp_\phi}{dt} = -\frac{1}{\sqrt{\pi\alpha'}} \pi_\phi^r = -T \cdot P \quad (۱۹.۳)$$

این بیانگر آن است که مقدار نیروی کششی تجربه شده توسط کوارک و پادکوارک متحرک در پلازما با مقدار اندازه حرکت انتقالی P ، طول جدایی ثابت L ، در حقیقت به سرعت زاویه‌ای w وابسته است که از شکل ۵.۳ می‌توانیم آن را استنباط کنیم.

علامت منفی نشان می‌دهد که این نیروی کششی تمایل به کاهش اندازه حرکت زاویه‌ای یا سرعت زاویه‌ای کوارک پادکوارک دارد. برای داشتن جفت کوارک و پادکوارک متحرک با یک سرعت زاویه‌ای ثابت و یک طول جدایی ثابت، ما باید لزوماً یک نیروی خارجی در مرز داشته باشیم تا به نیروی کششی غلبه کنیم.

بحث، نتیجه‌گیری و پیشنهادات

• در فصل ۲ با استفاده از فضا زمان AdS_5 پوانکاره نشان دادیم که در حالت اندازه نامحدود، نیروی کششی از رابطه زیر به دست می‌آید:

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

همچنین نیروی کششی در فضا زمان AdS_5 مختصات سرتاسری یعنی در حالت اندازه محدود را از رابطه زیر به دست آوردیم:

$$\frac{1}{R} \frac{dp_\theta}{dt} = \frac{dp_x}{dt} \left[1 - \frac{1 + \sqrt{1+v^2}}{2\pi^2 \sqrt{1-v^2}} \left(\frac{1}{TR}\right)^2 + \frac{1}{8\pi^2} \frac{3v^2 - 2}{1-v^2} \left(\frac{1}{TR}\right)^4 + \dots \right].$$

از مقایسه این دو رابطه مقدار تصحیح نیروی کششی در اندازه محدود نتیجه می‌شود که جمله اول تصحیح منفی می‌باشد یعنی نیروی کششی در محیط QGP وقتی در مختصات پوانکاره بررسی می‌شود بیشتر از مقدار آن در مختصات سرتاسری است و این رفتار در تضاد با رفتار بسیاری از مایعات نیوتنی است. هنگامی که ما در مقیاس آزمایشگاهی از دما و طول کار می‌کنیم اثر اندازه محدود، قابل توجه در اندازه QGP است. برای بررسی بیشتر می‌توان به مراجع [۲۲، ۲۴] مراجعه نمود.

• در فصل ۳ طول پوششی کوآرک و پادکوآرک در چارچوب مرجع پلاسمای سیاه‌چاله AdS_5 شوارتز شیلد در مختصات سرتاسری را بررسی کردیم و نمودار طول جدایی را برای سرعت‌های زاویه‌ای مختلف به عنوان تابعی از اندازه حرکت انتقالی رسم نمودیم. مشاهده می‌کنیم که نمودار طول جدایی در حالت پوانکاره مشخصات مشابه ارائه می‌دهد با این تفاوت که اندازه حرکت انتقالی مطابق شکل ۵.۳ از پایین در یک مقدار برای هر w در مختصات سرتاسری محدود است. این مرز پایین برای اندازه حرکت انتقالی در شکل ۵.۳ برای هر w با یک خط چین نشان داده شده است. ولی در حالت پوانکاره چنین مرزی وجود ندارد و همه از $P = 0$ شروع می‌شود. برای $w = 0$ در هر دو مختصات پوانکاره و سرتاسری نمودار طول جدایی برحسب اندازه حرکت انتقالی از صفر شروع می‌شود و در مختصات سرتاسری با افزایش w مقدار طول جدایی کاهش می‌یابد. برای بررسی بیشتر، طول پوششی را با رفتن به چارچوب مرجع کوآرک و پادکوآرک متحرک، می‌توان به دست آورد. در این حالت پلاسمای چرخان دیده می‌شود و متریک زمینه یک سیاه‌چاله چرخان خواهد بود. برای این منظور می‌توان از متریک سیاه‌چاله $(Kerr)$ در مراجع [۲۳، ۳۳] استفاده کرد.

مراجع

- [۱] گریفیث، دیوید جفری، مقدمه‌ای بر ذرات بنیادی، ترجمه حمیدرضا مشفق، سلیمه کیمیاگر، تهران، مرکز نشر دانشگاهی (۱۳۸۵)
- [۲] نیازی، ح، (۱۳۹۰)، پایان‌نامه ارشد: مطالعه اتلاف انرژی کوارک سنگین با استفاده از سیاه‌چاله RN، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود
- [۳] بی‌تقصیر فدافن، کاظم، مطالعه پلاسمای کوارک گلوئون با استفاده از هولوگرافی، فیزیک روز، فصلنامه علمی ترویجی انجمن فیزیک، شماره یازدهم، زمستان ۹۴
- [۴] عظیم‌فرد، ا، (۱۳۹۰). پایان‌نامه ارشد: مطالعه پتانسیل کوارک-پادکوارک با استفاده از همسانی AdS/CFT، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود.
- [۵] حیدری سورشجانی، م، (۱۳۹۲)، پایان‌نامه ارشد: مطالعه طول پوششی کوارک - پادکوارک در پلاسمای کوارک گلوئون با استفاده از AdS/CFT، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود.
- [6] J. Casalderrey-Solana, H. Liu, D. Mateos, K. Rajagopal, U.A. Wiedemann, "Gauge/string duality, hot QCD and heavy ion collisions", [arXiv:1101.0618[hep-th]].
- [7] E. Shuryak, "Why does the quark gluon plasma at RHIC behave as a nearly ideal fluid?", Prog. Part. Nucl. Phys. 53, 273 (2004)[arXiv:hep-ph/0312227].
- [8] H. Ebrahim and M. Headrick, "Instantaneous Thermalization in Holographic Plasmas", [arXiv:1010.5443].
- [9] M. Natsuume, "AdS/CFT Duality User Guide", arXiv:1409.3575v2 [hep-th] 16Jan 2015.
- [10] Zwiebach, Barton (2009), "A First Course in String Theory", Cambridge University Press, ISBN 978-0-521-88032-9.
- [11] S. S. Gubser, "Drag force in AdS/CFT", Phys. Rev. D74 (2006), 126005 [arXiv:hep-th/0605182].
- [12] C.P. Herzog, A. Karch, P. Kovtun, C. Kozcaz and L.G. Yaffe, "Energy loss of a heavy quark moving through $N = 4$ supersymmetric Yang-Mills plasma", JHEP 07 (2006) 013 [arXiv:0605158].

- [13] S. S. Gubser, "Comparing the drag force on heavy quarks in $N=4$ super Yang-Mills theory and QCD", Phys. Rev. D76: 126003, 2007, [arXiv: hep-th/0611272v2].
- [14] A. O'Bannon and A. Karch, "Chiral transition of $N=4$ super Yang-Mills with flavor on a 3-sphere", hep-th/0605120
- [15] H. Liu, K. Rajagopal, U.A. Wiedemann, "An AdS/CFT calculation of screening in a hot wind". Phys. Rev. Lett. 98, 182301 (2007). arXiv:hep-ph/0607062
- [16] D. T. Son and A. O. Starinets, "Minkowski-space correlators in AdS/CFT correspondence: Recipe and applications", JHEP 09 (2002) 042, [hep-th/0205051].
- [17] M. Chernicoff, J. A. Garcia, A. Guijosa, "The energy of a moving quark-antiquark pair in an $N = 4$ SYM plasma". JHEP 0609, 068, (2006). arXiv:hep-th/0607089
- [18] E. Caceres, M. Natsuume, T. Okamura, "Screening length in plasma winds". JHEP 0610, 011 (2006). arXiv:hep-th/0607233
- [19] S. Chunlen, K. Peeters, M. Zamaklar, "Finite-size effects for jet quenching". arXiv:1012.4677 [hep-th]
- [20] M. Kruczenski, L. A. Pando Zayas, J. Sonnenschein, and D. Vaman, "Regge trajectories for mesons in the holographic dual of large- $N(c)$ QCD", JHEP 0506 (2005) 046, arXiv:hep-th/0410035 [hep-th]
- [21] S. Hawking and D. N. Page, "Thermodynamics of Black Holes in anti-DeSitter Space", Commun.Math.Phys. 87 (1983) 577.
- [22] Q. H. Zhang, "Constraints on the size of the quark gluon plasma". arXiv: hep-ph/0106242v2 29 Jun 2001.
- [23] A. Nata Atmajaa, H. Abu Kassimb, N. Yusofc, "Holographic Screening Length in a Hot Plasma of Two sphere" arXiv:1111.7045v2
- [24] T. Matsui, H. Satz, "J/psi suppression by quark-gluon plasma formation". Phys. Lett. B 178, 416 (1986)
- [25] S. Bhattacharyya, V. EHubeny, S. Minwalla, M. Rangamani, "Nonlinear fluid dynamics from gravity". JHEP 0802, 045 (2008). arXiv:0712.2456 [hep-th]
- [26] H. Kim, "Spinning BTZ black hole versus Kerr black hole: a closer look". Phys. Rev. D 59, 064002 (1999). arXiv:gr-qc/9809047
- [27] N. Armesto et al., "Heavy ion collisions at the LHC – last call for predictions". J. Phys. G 35, 054001 (2008). arXiv:0711.0974 [hep-ph]

- [28] F. Becattini, F. Piccinini, J. Rizzo, " *Angular momentum conservation in heavy ion collisions at very high energy*". Phys. Rev. C 77, 024906 (2008). arXiv:0711.1253 [nucl-th]
- [29] L. P. Csernai, D. D. Strottman and C. Anderlik, " *Kelvin–Helmholz instability in high energy heavy ion collisions*". Phys. Rev. C 85, 054901, (2012). arXiv:1112.4287 [nucl-th]
- [30] D. J. Wang, Z. Nda, L.P. Csernai, " *Viscous potential flow analysis of peripheral heavy ion collisions*". Phys. Rev. C 87(2), 024908 (2013). arXiv:1302.1691 [nucl-th]
- [31] M. Natsuume, T. Okamura, " *Screening length and the direction of plasma winds*". JHEP 0709, 039 (2007). arXiv:0706.0086 [hep-th]
- [32] S. Hemming, L. Thorlacius, " *Thermodynamics of large AdS black holes*". JHEP 0711, 086 (2007). arXiv:0709.3738 [hep-th]
- [33] A. Nata Atmaja, K. Schalm, " *Anisotropic drag force from 4D Kerr-AdS black holes*". JHEP 1104, 070 (2011). arXiv:1012.3800 [hep-th]
- [34] A. Ayala, E. Cuautle, J. Magnin, and L. M. Montano, " *Proton and pion transverse spectra at RHIC from radial flow and finite size effects*", Phys.Rev. C74 (2006) 064903, arXiv:nucl-th/0603039 [nucl-th].

Abstract

Quark gluon plasma is produced by collision of relativistic heavy ions such as gold and lead in Hadron colliders RHIC and LHC at high temperatures. Quarks in this environment can exist freely. One can not study this strongly coupled plasma using perturbative methods. Therefore AdS/CFT correspondence is used to study this plasma.

Knowing the drag force on heavy quarks in the QGP is very important to study heavy quark energy loss. Also examining the screening potential of J/ψ mesons the $c\bar{c}$ -pair depends on a maximum value of the separation length L between the c and \bar{c} quarks, called the screening length L_{max} .

In this thesis, the drag force examining on quark and screening length $c\bar{c}$ is investigated in global coordinates using holographic in order to study the effect of QGP on them, then compare the results with calculations in Poincare coordinates.

.....

Keywords: Quark gluon plasma, Screening length, Energy loss, AdS/CFT correspondence, Drag force, Schwarzschild-AdS black hole.



Shahrood University of Technology

Faculty Of Physic Department

**Study of quark gluon plasma observables in
global coordinates of AdS using holography**

Shahram Khajeh

Supervisor

Dr.Kazem Bitaghsir Fadafen

Advisor

Dr.Mohammad Reza Sarkardei

September 2016