

حاشا
الرحمن الرحيم



دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای
رشته فیزیک، گرایش ذرات بنیادی

پایان نامه کارشناسی ارشد

بررسی اثر پلاسمای کوآرک گلوئون بر جت‌ها با استفاده از هولوگرافی

نگارنده: حسن توکلی پلگرد

استاد راهنما

دکتر کاظم بی‌تقصیر فدافن

استاد مشاور

دکتر راضیه مراد

بهمن ۱۳۹۶

شماره:
تاریخ:

باسمه تعالی



مدیریت تحصیلات تکمیلی

فرم شماره (۳) صورتجلسه نهایی دفاع از پایان نامه دوره کارشناسی ارشد

با نام و یاد خداوند متعال، ارزیابی جلسه دفاع از پایان نامه کارشناسی ارشد آقای حسن توکلی پلگرد با شماره دانشجویی ۹۴۰۴۷۸۴ رشته فیزیک گرایش ذرات بنیادی تحت عنوان: بررسی اثر پلاسمای کوآرک گلوئون بر جت‌ها با استفاده از هولوگرافی که در تاریخ ۱۳۹۶/۱۱/۱۲ با حضور هیأت محترم داوران در دانشگاه صنعتی شاهرود برگزار گردید به شرح ذیل اعلام می‌گردد:

<input type="checkbox"/> مردود	<input checked="" type="checkbox"/> قبول (با درجه: ...)
<input type="checkbox"/> عملی	<input checked="" type="checkbox"/> نظری

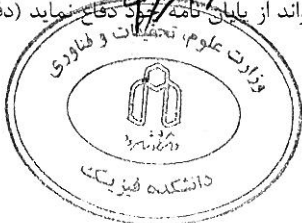
عضو هیأت داوران	نام و نام خانوادگی	مرتبه علمی	امضاء
۱- استاد راهنمای اول	دکتر کاظم بی تقصیر	دانشیار	غایب
۲- استاد راهنمای دوم			
۳- استاد مشاور	دکتر راضیه مراد	استادیار	غایب
۴- نماینده تحصیلات تکمیلی	دکتر مصطفی عباسیان استادیار		
۵- استاد ممتحن اول	دکتر محمدرضا سرکرده‌ای	دانشیار	
۶- استاد ممتحن دوم	دکتر علی حسینی منصوری	استادیار	

تاریخ و امضاء و مهر دانشکده:

نام و نام خانوادگی رئیس دانشکده: دکتر مهدی مومنی

تبصره: در صورتی که کسی مردود شود حداکثر یکبار دیگر (در مدت مجاز تحصیل) می‌تواند از پایان نامه خود دفاع نماید (دفاع

مجدد نباید زودتر از ۴ ماه برگزار شود).



تقدیم به پدر و مادرم

سپاس‌گزاری

ابتدا می‌خواهم سپاس و قدردانی خود را نثار پدر عزیز و مادر مهربانم بکنم که در طی این سال‌ها همیشه در کنار فرزندانمان به عنوان یک حامی بوده‌اند و تا ابد مهرشان در دلم خواهد بود.

از استاد ارجمند جناب دکتر بی‌تقصیر عزیز به پاس راهنمایی‌هایشان که همچون یک دوست در کنار دانشجویانمان بوده‌اند، بسیار سپاس‌گزارم.

از دکتر مراد به‌خاطر راهنمایی‌های ارزشمندشان که در طی این تحقیق از ایشان گرفتم، سپاس‌گزارم.

از جناب دکتر سرکرده‌ای و جناب دکتر حسینی منصوری که زحمت داوری این پایان‌نامه را بر عهده گرفتند، بسیار متشکرم.

همچنین در آخر لازم است که از اساتید محترم جناب دکتر موحدیان، جناب دکتر عنابستانی، جناب دکتر حسن‌آبادی، جناب دکتر رفیعی، جناب دکتر سوهانی، جناب دکتر مس‌فروش و دوستانم جناب دکتر آتشی، جناب دکتر جعفری، جناب آقای امامی و گروه دوست‌داشتنی AdS/CFT به‌خاطر تمامی لحظات خوبی که با هم داشتیم، تشکر و قدردانی بکنم.

حسن توکلی پلگرد

بهمن ۱۳۹۶

تعهد نامه

اینجانب **حسن توکلی پلگرد** دانشجوی کارشناسی ارشد رشته فیزیک گرایش ذرات بنیادی دانشگاه شاهرود، نویسنده پایان نامه با عنوان **بررسی اثر پلاسمای کوارک گلوئون بر جت‌ها با استفاده از هولوگرافی**، تحت راهنمایی **کاظم بی تقصیر فدافن** متعهد می‌شوم:

- تحقیقات در این پایان نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است.
- در استفاده از نتایج پژوهش‌های 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 هیچ‌جا 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 بوده‌اند، در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می‌گردد.
- در تمام مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که از موجود زنده (یا بافت‌های 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.

حسن توکلی پلگرد

بهمن ۱۳۹۶

مالکیت نتایج و حق نشر

- تمام حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه‌های رایانه‌ای، نرم‌افزارها و تجهیزات ساخته شده) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد. 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 نمی‌باشد.

چکیده

پلاسمای کوارک گلوئون فاز تازه ای از ماده است که شامل کوارکها و گلوئونهایی است که به طور مجانبی آزادند. این فاز جدید از برخورد یونهای سنگین نسبیتی مثل طلا یا سرب در برخورد دهنده RHIC و LHC پدید آمده است. با تولید این فاز جدید در برخورد دهندهها، این امیدواری به وجود آمده است که بتوان جزئیات تازه ای از نظریه کوانتومی رنگ را مورد مطالعه و بررسی دقیق قرار داد. در این پایان نامه فیزیک جت‌هایی که در محیط پلاسمای کوارک- گلوئون به وجود می‌آیند، بررسی می‌شود.

جت‌ها در نظریه کوانتومی رنگ از برخورد پروتون‌ها پدید می‌آیند. بنابراین انتظار این است که در برخورد یونهای سنگین نسبیتی هم این جت‌ها به وجود آیند. ولی به دلیل وجود پلاسمای کوارک گلوئون رفتار آنها متفاوت خواهد بود. به عنوان مثال به دلیل این پلاسمای جت پس از طی فاصله‌ای ذوب و ناپدید می‌شود. این کمیت طول توقف نامیده می‌شود. از آنجا که ثابت جفت‌شدگی در این محیط قوی است نمی‌توان از روش‌های اختلالی معمول در فیزیک جت‌ها را مطالعه کرد. به این منظور از تناظر پاد-دوسیتته/نظریه میدان همدیس (AdS/CFT) استفاده می‌شود. در یک طرف این تناظر فضا-زمان پاد-دوسیتته (AdS) حضور دارد و در طرف دیگر این تناظر فیزیک نظریه‌های میدان همدیس (CFT) است که مرتبط با نظریه میدان کوانتومی یانگ-میلز و در حضور ابرتقارنی است. در این پایان نامه از AdS/CFT به عنوان یک ابزار جهت مطالعه جت‌ها استفاده می‌نماییم. ابتدا مساله جت‌ها را در دمای صفر و بدون در نظر گرفتن پلاسمای بررسی می‌کنیم. دوگان این مساله فضا-زمان AdS است. سپس نظریه دمدار را مطالعه می‌کنیم. در این مورد اثر دما با در نظر گرفتن یک سیاهچاله در فضا-زمان AdS مطالعه می‌شود. بنابراین طول توقف به معنی سقوط ریسمان به درون افق رویداد سیاهچاله می‌باشد.

در این پایان نامه جت را بوسیله یک ریسمان باز در حال سقوط در فضا-زمان مورد نظر معرفی می‌کنیم. کنش این ریسمان را محاسبه کرده و معادله حرکت را به دست می‌آوریم. سپس به روش عددی معادله حرکت را حل می‌کنیم. نشان می‌دهیم که بر روی ریسمان در حال سقوط افق تشکیل نمی‌شود، چرا که در این تناظر ثابت جفت‌شدگی توفت بی‌نهایت است. بامعرفی تصحیح‌های گرانشی مربعی مقادیر واقعی‌تر این ثابت را می‌یابیم. این تصحیح به نام ثابت گاوس- بونت شناخته می‌شود. نشان داده می‌شود که با در نظر گرفتن این تصحیح‌ها طول توقف کاهش می‌یابد.

کلمات کلیدی: هولوگرافی، جت، پلاسمای کوارک گلوئون، طول توقف

لیست مقالات مستخرج از پایان نامه

۱. توکلی پلگرد ح. و بی تقصیر فدافن ک. و مراد ر. (۱۳۹۶)، بیست و چهارمین کنفرانس بهاره فیزیک، ”مطالعه طول توقف کوارک‌های سبک در پلاسمای کوارک گلوئون در حضور تصحیحات گرانشی گاوس- بونت”، IPM، تهران

فهرست مطالب

ف	فهرست تصاویر
ق	فهرست جداول
۱	مقدمه ۱
۴	۱.۱ قراردادهای اولیه
۵	۲.۱ سابقه موضوع
۷	۳.۱ ضرورت انجام تحقیق
۸	۴.۱ روش تحقیق
۱۱	۲ چگونه جت‌ها را بر اساس AdS/CFT تعریف کنیم؟
۱۱	۱.۲ اهمیت جت‌ها در پلاسمای کوآرک گلوئون
۱۶	۲.۲ دوگانی AdS/CFT
۲۲	۳.۲ تعریف جت‌ها در هولوگرافی با استفاده از سقوط ریسمان
۲۶	۴.۲ تعریف طول توقف
۳۱	۳ به دست آوردن معادله حرکت با استفاده از کنش پولیاکف به روش عددی
۳۱	۱.۳ کنش نامبوگوتو
۳۳	۲.۳ کنش پولیاکف
۳۷	۳.۳ جزئیات روش حل معادله حرکت ریسمان
۴۹	۴.۳ سقوط ریسمان با شرایط پادمتقارن
۵۱	۵.۳ آیا در روی ریسمان در حال سقوط افق تشکیل می‌شود؟
۵۵	۴ اثر تصحیحات گاوس بونت
۵۵	۱.۴ معرفی کنش GB
۵۷	۲.۴ معادله‌های حرکت
۵۹	۳.۴ نتایج عددی و شکل‌ها

۶۱	۵ خلاصه و نتیجه‌گیری
۶۱	۱.۵ خلاصه
۶۳	۲.۵ نتایج
۶۴	۳.۵ پیشنهاد
۶۷	آ داده‌های استخراج شده
۶۷	۱.آ جدول مدل استاندارد
۶۸	۲.آ جدول‌های مربوط به محاسبات عددی انجام شده
۷۱	مراجع
۷۳	واژه نامه انگلیسی به فارسی
۷۵	واژه نامه فارسی به انگلیسی
۷۷	فهرست اختصارات

فهرست تصاویر

۲	ذرات مدل استاندارد	۱.۱
۴	سمت راست: ریسمان بسته، سمت چپ: ریسمان باز	۲.۱
۷	جفت کوارک و پادکوارک در کنار محیط پلاسمای محدود	۳.۱
۱۴	طرح‌واره برخورد یون‌های سنگین با هم و تشکیل پلاسمای کوارک گلوئون	۱.۲
۱۵	جت‌ها در سه سطح پارتونی، هادرونی و گرماسنجی	۲.۲
۲۳	سقوط ریسمان در محیط QGP ^۱ دما محدود	۳.۲
۲۵	نسخه‌های Δx و Δu برای تعریف جت‌ها	۴.۲
۲۶	سقوط ریسمان در محیط با دمای صفر بدون حضور اختلال	۵.۲
۲۷	سقوط ریسمان در محیط با دمای صفر با شرایط اولیه پادمتقارن	۶.۲
۲۷	کوارک برهنه و کوارک پوشیده	۷.۲
۳۰	نمودار طول توقف ^۲ ریسمان	۸.۲
۵۰	شکل سقوط ریسمان پادمتقارن	۱.۳
۵۱	شکل دوم سقوط ریسمان پادمتقارن	۲.۳
۵۱	جهان خط، جهان سطح، جهان حجم	۳.۳
	رفتار γ_{∞} نسبت به مختصه زمان گونه τ و امکان تشکیل افق بر روی جهان سطح	۴.۳
۵۳	ریسمان	
۵۴	رفتار γ_{∞} نسبت به مختصه σ جهان سطح	۵.۳
۵۴	رفتار $\gamma_{\infty}(t, \sigma)$ نسبت به مختصه σ	۶.۳
۶۰	شکل ریسمان با حضور تصحیح \mathcal{R}^2 ، $\lambda_{GB} = +\infty/1$	۱.۴
۶۰	شکل ریسمان را با حضور تصحیح \mathcal{R}^2 . $\lambda_{GB} = -\infty/1$	۲.۴
۶۷	جدول مدل استاندارد ذرات بنیادی	۱.آ

¹Quark–Gluon Plasma

²Stopping Distance

فهرست جداول

۵	مقایسه یک واحد طول، جرم، زمان در دو سیستم یکاهای طبیعی ^۳ و SI ^۴	۱.۱
۵۹	جدول مقادیر x_{therm} برحسب سه مقدار λ_{GB}	۱.۴

³Natural Units

⁴Système International

فصل ۱

مقدمه

مدل استاندارد ذرات بنیادی

ذرات بنیادی به آخرین اجزای ماده در کوچکترین مقیاس گفته می‌شود. این که این اجزا خود از ذرات کوچکتری تشکیل شده‌اند یا نه، نامعلوم است. مدل استاندارد ذرات بنیادی دربرگیرنده تعدادی ذره بنیادی است که آن‌ها را در شکل ۱.۱ ملاحظه می‌نمایید، این ذرات شامل دو دسته اصلی فرمیون‌ها و بوزون‌ها می‌باشند. فرمیون‌ها را به عنوان ذرات سازنده ماده و بوزون‌ها را به عنوان ذرات حامل نیرو می‌شناسند. فرمیون‌ها به دو دسته کوارک‌ها و لپتون‌ها تقسیم می‌شوند. یکی از ویژگی‌های کوارک‌ها این است که تاکنون در شرایط عادی مشاهده نشده‌اند. برخلاف کوارک‌ها، لپتون‌ها ذراتی هستند که می‌توان آن‌ها را به تنهایی یافت. هرچند پیدا کردن نوترینوها در این گروه کار بسیار دشواری است. شناخته‌شده‌ترین لپتون، الکترون است که در اواخر قرن نوزدهم کشف شد. الکترون ذره‌ای دارای بار است. یکی از دلایل کشف زودهنگام الکترون، همین موضوع بوده است. اما دلیل مهم دیگر این است، این ذره، ذره‌ای پایدار محسوب می‌شود. بنابراین دو معیار تسریع آشکارسازی ذرات، بارداری و طول عمر است. تمامی کوارک‌ها حاوی بارند، اما بارشان عدد صحیحی نیست. از میان لپتون‌ها الکترون، میون، تاو دارای بار صحیح می‌باشند ولی نوترینوهای آن‌ها خنثی هستند. در میان بوزون‌ها تنها بوزون W دارای بار (صحیح) می‌باشد.

ویژگی دیگری که به کوارک‌ها نسبت داده می‌شود، رنگ است. بر این اساس هر کوارک

دارای سه رنگ آبی، قرمز و سبز است. همچنین گلوئون، به عنوان یک بوزون، دارای رنگ است. گلوئون‌ها ذراتی هستند که نقش تبادل رنگ را بین کوارک‌ها و بین خودشان بازی می‌کنند. باید توجه شود که عبارت رنگ کوارک‌ها و گلوئون‌ها را نباید با مفهوم رنگ در مقیاس ماکروسکوپی یکسان در نظر گرفت. رنگ در ذرات بنیادی ویژگی کوانتومی همانند اسپین است که مشابه کلاسیک ندارد. نظریه‌ای به نام نظریه کوانتومی رنگ وجود دارد که به مطالعه دینامیک کوارک‌ها و گلوئون‌ها (ذرات رنگی) می‌پردازد.

علاوه بر این‌ها مدل استاندارد، اجزای دیگری هم دارد که به ضد ذره یا پاد ذره، معروف می‌باشند. بر اساس این مدل، به ازای هر کوارک و لپتون یک ذره متناظر به نام پاد کوارک و پاد لپتون وجود دارد. از نظر جرمی فرمیون‌ها اصطلاحاً در سه نسل طبقه‌بندی می‌شوند. نسل اول شامل کوارک بالا، پایین، نوترینو الکترون و الکترون می‌باشد. نسل دوم شامل کوارک چارم و شگفت، نوترینو میون و میون است و نسل آخر هم شامل کوارک سر و ته، نوترینو تاو و تاو است.

مدل استاندارد					
	فرمیون‌ها			بوزون‌ها	
کوارک‌ها	u بالا	c افسون	t سر	γ فوتون	حامل نیرو
	d پایین	s شگفت	b ته	Z بوزون Z	
لپتون‌ها	ν_e نوترینو الکترون	ν_μ نوترینو میون	ν_τ نوترینو تاو	W بوزون W	
	e الکترون	μ میون	τ تاو	g گلوئون	
				H هیگز	

شکل ۱.۱: ذرات مدل استاندارد

در این پایان‌نامه منظورمان از کوارک‌های سبک، کوارک‌های بالا و پایین است. از نظر جرمی، جرم کوارک سبک بالا و پایین به ترتیب $2/3 \text{ MeV}/c^2$ و $4/8 \text{ MeV}/c^2$ می‌باشد. بار الکتریکی این ذرات به ترتیب $+2/3e$ و $-1/3e$ است. این ذرات فرمیون هستند پس اسپینشان $1/2$ است.

علاوه بر این‌ها ذرات را به شکل‌های دیگری هم دسته‌بندی می‌کنند، مثلاً به برخی از ذرات غیر بنیادی هادرون می‌گویند. بدین علت که این ذرات از دو یا سه کوارک تشکیل شده‌اند. به اجزای شبه نقطه‌ای^۱ هادرون‌ها، پارتون می‌گویند. همچنین نام‌گذاری این ذرات با توجه به این‌که حاوی چند کوارک هستند، متفاوت است. به ذراتی که از سه کوارک تشکیل شده

^۱Point-Like

باشند، باریون و به ذراتی که از دو کوارک تشکیل شده باشند، مزون می‌گویند. دو نمونه از مزون‌ها، مزون‌های D و B هستند. مزون‌های D از ذرات افسون تشکیل شده‌اند و B مزون‌ها از کوارک‌های ته. اطلاعات بیشتر در مورد ذرات بنیادی در جدول ۱.آ آمده است.

نظریه کوانتومی رنگ

پروتون‌ها و نوترون‌ها از ذرات کوچکتری به نام کوارک ساخته شده‌اند. کوارک‌ها در شرایط عادی در نوکلئون‌ها محبوسند. نیرویی که کوارک‌ها را در کنار یکدیگر نگاه می‌دارد، نیروی قوی هسته‌ای است و نظریه‌ای که این نیرو را مورد مطالعه قرار می‌دهد، نظریه‌ی پیمان‌های QCD^2 یا نظریه کوانتومی رنگ است. طبق این نظریه حاملان نیرو ذراتی به نام گلوئون می‌باشند. گلوئون‌ها ذرات دارای رنگ می‌باشند که در هشت نوع وجود دارند، برخی از آن‌ها تنها یک رنگ و تعدادی دیگر چندرنگ را دربردارند. اصطلاحی که برای این نظریه به کار می‌رود "Quantum Chromo-Dynamic" است که در آن کلمه "Chromo" کلمه‌ای یونانی به معنای "رنگ" است.

QCD تنها بخشی از مدل استاندارد ذرات بنیادی است. این مدل بخش‌های دیگری هم دارد به طوری که از اجتماع QCD و نظریه برهم‌کنش الکتروضعیف^۳ شلدون گلاشو^۴، عبدالسلام^۵ و استیون واینبرگ^۶ مدل استاندارد شکل می‌گیرد. این مدل قادر به توصیف تمامی برهم‌کنش‌های بنیادی به جز گرانش است. برهم‌کنش‌های بنیادی شامل گرانش، الکترومغناطیس، قوی و ضعیف هسته‌ای می‌باشد.

QCD براساس گروه پیمان‌های $SU(3)$ ، یا گروه یکانی خاص سه‌بعدی، که عناصر آن ماتریس‌های یکانی 3×3 هستند، تشکیل شده است [20]. این ماتریس‌ها را می‌توان تعمیمی از ماتریس‌های دوبعدی پائولی در سه بعد دانست.

نظریه ریسمان

نظریه ریسمان در ابتدا برای توصیف نیروهای قوی هسته‌ای ایجاد شد، اما نظریه QCD در توصیف این نیرو موفق‌تر بود. به همین دلیل نظریه ریسمان برای مدتی کنار گذاشته شد. چندین سال بعد این نظریه به عنوان نماینده‌ای برای وحدت بین نیروهای قوی و ضعیف هسته‌ای، الکترومغناطیس و گرانش، مجدداً روی کار آمد.

در نظریه ریسمان دو نوع موجود به نام‌های ریسمان‌های باز و ریسمان‌های بسته وجود دارد. این ریسمان‌ها می‌توانند ارتعاش داشته باشند. نظریه ریسمان ادعا می‌کند که تمامی

²Quantum Chromo-Dynamics

³Electroweak Interaction

⁴Sheldon Glashow

⁵Abdus Salam

⁶Steven Weinberg

ذرات از ارتعاشات این ریسمان‌ها به دست می‌آیند که در آن ریسمان‌های بسته نماینده گراویتون می‌باشند. گراویتون همان ذره بنیادی فرضی حامل نیروی گرانش است. ریسمان باز و بسته را در شکل ۲.۱ ملاحظه می‌نمایید.



شکل ۲.۱: سمت راست: ریسمان بسته، سمت چپ: ریسمان باز

یکی از دلایل عدم مشاهده ریسمان‌ها این موضوع است که دقت اندازه‌گیری ابزار کنونی بشر در حدود 10^{-17} است در حالی که ابعادی که در نظریه ریسمان، برای ریسمان‌ها در نظر گرفته می‌شود از مرتبه طول پلانک یا 10^{-33} است [7].

نظریه ریسمان از سال‌های ابتدایی شکل‌گیری تاکنون دچار تحولات زیادی شده از جمله این که موجودات جدیدی به نام شامه‌ها^۷ به آن اضافه شده است. همچنین یکی از اصلاحاتی که در این نظریه به وجود آمده ورود خاصیت ابرنقارنی است که طبق آن به هر درجه آزادی فرمیونی یک درجه آزادی بوزونی و بالعکس نسبت داده می‌شود. به این نظریه، نظریه ابرریسمان^۸ گفته می‌شود. در رابطه با شامه‌ها در بخش ۲.۲ صحبت خواهیم کرد.

۱.۱ قراردادهای اولیه

در این بخش هدف این است که قراردادهایی را که در این پایان‌نامه از آن‌ها استفاده شده است، بیان کنیم. فیزیکدانان در ابعاد معمول از سیستم SI، که چهار تا از یکاهای اصلی این سیستم m و s و A می‌باشند، استفاده می‌کنند ولی این سیستم یکاها، در مورد ابعاد بسیار ریز کوانتومی یا ابعاد بسیار بزرگ در حد کیهان‌شناسی، سیستم خوبی برای بیان اندازه‌ها نیست. بنابراین لازم است که یکاهای مورد استفاده را تغییر داد، به این ترتیب سیستم جدیدی حاصل می‌شود.

یکی از این سیستم‌ها، که در بین کیهان‌شناسان و فیزیکدانان ذرات بنیادی مرسوم است، سیستم یکاهای طبیعی است. در این سیستم یکاها، ثابت پلانک کاهش یافته، سرعت نور و

⁷Brane

⁸Superstring Theory

جدول ۱.۱: مقایسه یک واحد طول، جرم، زمان در دو سیستم یکاهای طبیعی و SI

اثبات	مقدار در سیستم SI	یکا
$[L] \equiv \frac{\hbar}{\sqrt{\text{eV}}}$	$1/97 \times 10^{-7} \text{m}$	1eV^{-1} طول
$[m] \equiv \frac{\sqrt{\text{eV}}}{c}$	$1/78 \times 10^{-36} \text{kg}$	1eV جرم
$[T] \equiv \frac{\hbar}{\text{eV}}$	$6/58 \times 10^{-16} \text{s}$	1eV^{-1} زمان

ثابت بولتزمن بهنجار به یک هستند. به عبارت دیگر:

$$\hbar = c = k_B = 1 \quad (1.1)$$

علاوه بر این‌ها یکای دیگری هم در این سیستم مورد نیاز است تا بتوان به‌وسیله آن مقدار انرژی و ماده را بیان کرد. این یکا چیزی نیست جز الکترون‌ولت که معمولاً آن را با eV نشان می‌دهند. این یکا را نمی‌توان یک واحد بنیادی سیستم یکاهای طبیعی نامید. همان‌طور که واضح است الکترون‌ولت چیزی نیست جز ضرب دو یکای فرعی سیستم SI، یعنی ضرب کولن در ولت یا $C \times V$ است. ولی به هر حال استفاده از این یکا بسیار رایج است. یک الکترون‌ولت معادل $1/6 \times 10^{-19}$ ژول است.

انرژی‌هایی که در راستای کار فیزیک‌دانان ذرات است از مرتبه $(10^6 \text{eV}) \text{MeV}$ و $(10^9 \text{eV}) \text{GeV}$ و $(10^{12} \text{eV}) \text{TeV}$ هستند. تکانه‌ها برحسب $\frac{\text{MeV}}{c}$ یا $\frac{\text{GeV}}{c}$ و ... اندازه‌گیری می‌شوند و جرم برحسب $\frac{\text{MeV}}{c^2}$ است. برای مثال جرم پروتون $1/67 \times 10^{-24} \text{g} = 938 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ است. سایر کمیت‌ها در جدول ۱.۱ آمده است [11].

۲.۱ سابقه موضوع

در سال‌های ۲۰۰۷ و ۲۰۰۸ میلادی موضوع بررسی جت‌های سبک به شیوه هولوگرافی توسط چندین گروه مورد مطالعه قرار گرفت. هولوگرافی نام دیگری برای تناظر AdS/CFT است. از این بین، مرجع‌های [13] و [14] به عنوان منابع اصلی به منظور مطالعه جت‌ها انتخاب شد. در مقاله [14] چسler^۹ و همکارانش، جفت کوارک و پادکوارک سبک^{۱۰} را در نظریه ابرتقارنی $\mathcal{N} = 4$ یانگ میلز در دو وضعیت که دمای محیط صفر و غیرصفر است، مورد بررسی قرار دادند. در دمای غیرصفر جت‌ها پس از طی مسافتی محدود در محیط پلازما متوقف می‌شوند اما در دمای صفر جت‌ها برای همیشه در محیط به حرکتشان ادامه می‌دهند و هیچ‌گاه متوقف نمی‌شوند. رویکرد مورد استفاده چسler و همکارانش این است که در هر دو دمای صفر و غیرصفر، حالتی را در زمان $t = 0$ بسازند. در دوگان گرانش، این حالت معادل ریسمان

^۹Chesler

^{۱۰}Massless

کلاسیکی است که در هندسه فضای دوگان زندگی می‌کند. سپس به این حالت اجازه داده می‌شود که متحول شود. در مقاله [14] برای این مساله دو شیوه ارائه شده، یک شیوه جواب را به صورت تقریبی و شیوه دیگر جواب را به صورت عددی به دست می‌آورد. در این پایان‌نامه تنها شیوه عددی بررسی می‌شود.

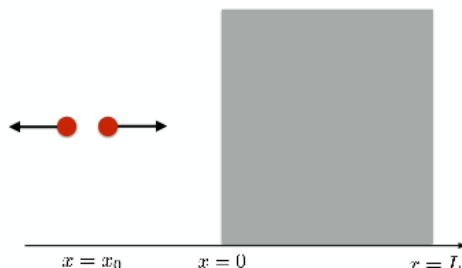
در مقاله [13] چسلر و همکارانش، بیشینه طول توقف کوآرک سبکی درون محیط پلاسمای ابرتقارنی $\mathcal{N} = 4$ یانگ‌میلز را مورد بررسی قرار داده‌اند. نتیجه اصلی این مقاله به دست آوردن رابطه‌ای برای این فاصله به شکل $\Delta x_{max}(E) = \frac{c}{T} \left(\frac{E}{T\sqrt{\lambda}} \right)^{\frac{1}{2}}$ بوده است. در این رابطه C یک ثابت است با مقدار تقریبی $C \approx 0.5$. به طور مختصر هم می‌توان گفت که رابطه انرژی این کوآرک با بیشینه طول توقفش به شکل $\Delta x_{max}(E) \propto E^{\frac{1}{2}}$ می‌باشد. از این پس به این بیشینه طول نفوذ طول توقف جت می‌گوییم. البته این موضوع در رابطه با کوآرک‌های سنگین هم تحقیق شده است. در پایان این مقاله سعی شده که در مورد اختلاف طول توقف کوآرک‌های سبک و سنگین بحث شود. هدف ما در این پایان‌نامه تنها بررسی طول توقف کوآرک‌های سبک است و بررسی فیزیک کوآرک‌های سنگین در منابع [5] و [6] آمده است.

پیشرفت‌های اخیر در مورد جت کوآرک‌های سبک در مقاله‌های [15] و [17] بررسی شده است.

در مرجع [15] مساله جفت کوآرک-پادکوآرک سبک مورد بررسی قرار گرفته است. این جفت ذره در مکان $x = x_0$ و در زمان $t = 0$ از فضای مینکوفسکی و با تکانه‌هایی در راستای محور x و در دو جهت مخالف هم خلق می‌شوند. چون راستای تکانه این جفت ذره عکس هم است بنابراین این جفت ذره با گذشت زمان از هم دور می‌شوند. تفاوت این بررسی با بررسی‌های گذشته چسلر و همکارانش این است که در این جا فرض بر این است که پلازما $\mathcal{N} = 4$ SYM در ناحیه محدودی از فضا، خارج از محل خلق کوآرک و پادکوآرک قرار دارد. شکل 3.1 این مساله را نشان می‌دهد. اما همین طور که جفت کوآرک-پادکوآرک متحول می‌شوند یکی از آن‌ها وارد ناحیه پلازما می‌شود. چسلر و همکارانش این فیزیک را از دیدگاه هولوگرافی بررسی کرده‌اند. این فیزیک معادل همان مساله سقوط ریسمان است با این تفاوت که در این جا تقارن سابق وجود ندارد و از آن مهم‌تر این که زاویه خروج ریسمان هنگام عبور از ناحیه پلازما تغییر می‌کند و این سبب تغییر طول توقف ریسمان می‌گردد. در نهایت در این مقاله برای نرخ اتلاف انرژی کوآرک(پادکوآرک) خارج شده از این پلازما رابطه‌ای به دست آمده است.

از بین مراجع ذکر شده، [17] به عنوان منبع اصلی جهت به دست آوردن محاسبات و یک سری جزئیات پدیده‌شناختی مربوط به جت‌ها، انتخاب شده است. در این منبع ابتدا مساله سقوط ریسمان بررسی شده است، سپس راه‌هایی که برای بررسی جت‌ها موجود است، تنها نام برده شده و دو نسخه، به نام نسخه Δx و نسخه Δu ، جهت تعریف جت‌ها ارائه گردیده است. نسخه Δx قبلاً به منظور تعریف جت‌ها ارائه شده است اما این نسخه را نمی‌توان از روی داده‌های آزمایشگاهی تایید کرد. سپس نویسندگان این مقاله نسخه جدیدی، به نام نسخه

Δu ارائه داده‌اند که به نظر مشکل نسخه Δx را ندارد. در این باره در فصل دو بیشتر توضیح خواهیم داد.



شکل ۳.۱: این شکل مربوط به مقاله [15] می‌باشد. جفت کوارک و پادکوارک در سمت چپ لایه‌ای از پلاسمای کوارک گلوئون در مکان $x = x_0$ در زمان‌های اولیه خلقشان به صورت طرح‌وار رسم شده است. ناحیه پلازما از $x = 0$ شروع شده و به $x = L$ ختم می‌شود. کوارک و پادکوارک دارای نکانه‌هایی هم‌اندازه و در جهت خلاف هم می‌باشند، بدین ترتیب یکی از آنها وارد محیط پلازما می‌گردد و در زمان محدودی تحت تاثیر پلازما خواهد بود.

۳.۱ ضرورت انجام تحقیق

در برخورددهنده‌های یون سنگینی همچون LHC^{۱۱} و RHIC^{۱۲} شواهد محکمی مبنی بر تشکیل حالت جدید ماده به نام پلاسمای کوارک گلوئون (QGP) حاصل شده است. این حالت جدید در برخورددهای یون‌هایی همچون طلا و سرب به وجود می‌آید. این یون‌ها با سرعت‌های نسبیتی به سمت یکدیگر پرتاب می‌شوند. محیط پلاسمای کوارک گلوئون در دماهای بالاتر از ۱۶۰ MeV ایجاد می‌شود. محققان پس از مشاهده این حالت درصدد شناخت آن برآمدند. یکی از دلایل این موضوع این است که ما در این فاز از ماده، کوارک‌ها و پادکوارک‌ها و گلوئون‌ها را به صورت آزاد داریم و بنابراین شرایط جدیدی برای مطالعه این اجزای بنیادی داریم.

دانشمندان برای شناخت QGP ویژگی‌های ترمودینامیکی و الکترودینامیکی و ... را مورد بررسی قرار داده‌اند. یکی از روش‌های بررسی این ویژگی‌ها استفاده از چارچوبی به نام چارچوب AdS/CFT^{۱۳} است. این که AdS/CFT ابزار خوبی برای مطالعه QGP است بدین معنا نیست که همه چیز در مورد QGP معلوم است. جنبه‌های زیادی از فیزیک جت‌ها وجود دارد که هنوز ناشناخته مانده است. اما آنچه که تاکنون از جت‌ها درک شده بیشتر از دیدگاه نظریه‌های اختلالی حاصل می‌شود. البته نظریه‌های اختلالی همانند QCD برای حد جفت‌شدگی قوی ذرات قابل استفاده نیستند. همچنین استفاده از نظریه رنگ‌های کوانتومی شبکه^{۱۴} برای مطالعه مسائل استاتیکی مناسب است و نه مسائل دینامیکی. از این لحاظ

¹¹Large Hadron Collider

¹²Relativistic Heavy Ion Collider

¹³Anti-de Sitter/Conformal Field Theory Correspondence

¹⁴Lattice QCD

چارچوب AdS/CFT برای مطالعه مسائل دینامیکی در حد جفت‌شدگی قوی بسیار مناسب است. بنابراین به نظر کار کردن با این ابزار جهت شناخت QGP و گسترش دید AdS/CFT ضروری است.

همچنین انتخاب موضوع کوارک‌های سبک پرنرژی به این دلیل است که فیزیک دوگان مربوط به کوارک‌های سنگین قبلاً توسط پژوهشگران زیادی مورد تحقیق قرار گرفته است. می‌توان گفت که دید وسیعی در این بخش وجود دارد. برعکس کوارک‌های سنگین در مورد کوارک‌های سبک به دلیل وجود دشواری‌های ذاتی مربوط به حضور آن‌ها در محیط QGP هنوز خیلی از جنبه‌های فیزیک این کوارک‌ها ناشناخته مانده است و پژوهشگران سعی دارند که دوگانی‌های فیزیکی مربوط به این دسته از کوارک‌ها را همانند کوارک‌های سنگین به‌طور واضح درک کنند.

خیلی از بررسی‌ها از جمله نرخ اتلاف انرژی^{۱۵}، بررسی امواج صوتی ناشی از برخوردها و ... در ارتباط با دینامیک QGP و جت‌ها هستند. بدون آن‌ها بررسی‌ها در مورد محیط پلازما ناقص و با اشکال روبه‌رو است. پس می‌توان گفت که از این بابت هم جت‌ها برای ما خیلی مهمند. مطالعه دقیق دینامیک این پدیده به فهم کامل‌تری از سایر بخش‌های مرتبط با آن کمک می‌کند.

تلاش برای شناخت QGP به این دلیل است که جهان در زمان‌های اولیه پس از مه‌بانگ^{۱۶} به شکل حالتی از پلاسمای کوارک گلوئون فرض می‌شود. لذا برای درک آغاز عالم و شناخت تحول آن نیاز است که در مورد QGP آگاهی خوبی داشت. زمانی که بتوان مشاهدات آزمایشگاهی را با آن چه که مدل‌های فیزیکی پیش‌بینی می‌کنند تطابق داد در آن صورت شناخت QGP امکان‌پذیر می‌شود. از اینرو هم با تحقیق و مطالعه در مورد با این موضوعات می‌توان از درستی یا نادرستی مدل‌ها از جمله مدل استاندارد^{۱۷} آگاه شد و درک درستی از جهان پیدا کرد.

۴.۱ روش تحقیق

در این پایان‌نامه منبع اصلی مقاله [17] می‌باشد که محاسبات و نتایج به دست آمده با آن مطابقت می‌یابد. در تعریف جت و تاثیر محیط بر آن از منابع [13]، [14]، [15] استفاده گردیده است. از منبع [12] برای بررسی نتایج پدیده‌شناسی برخوردهای یون سنگین استفاده می‌شود. روش مورد استفاده ما در بررسی اثر پلاسمای کوارک گلوئون روی جت‌ها استفاده از هولوگرافی یا همان چارچوب AdS/CFT است.

برای QCD هیچ نظریه دوگانی وجود ندارد یا دست‌کم تاکنون برای این نظریه هیچ گونه

¹⁵Energy Loss Rate

¹⁶Bigbang

¹⁷Standard Model

تناظری یافت نشده است. اما نظریه‌ای به نام نظریه ابرتقارنی یانگ‌میلز $\mathcal{N} = 4$ وجود دارد که می‌توان آن را تقریب خیلی خوبی از QCD در حد دماهای بالا دانست. در واقع این دو نظریه در شرایط عادی با هم متفاوتند ولی در شرایط حدی می‌توانند در دوگانی به جای هم استفاده شوند. در این پایان‌نامه آنچه که به عنوان $\mathcal{N} = 4$ CFT شناخته می‌شود همان نظریه ابرتقارنی یانگ‌میلز $\mathcal{N} = 4$ است.

بر اساس چارچوب AdS/CFT در $N_c \rightarrow \infty$ و $\lambda \gg 1$ $\mathcal{N} = 4$ SYM دارای یک توصیف دوگان براساس نظریه ابرگرانشی نوع IIB روی یک فضای AdS_5 یا سیاه‌چاله AdS_5 در یک پنج‌کره داخلی (S^5) می‌باشد [14]. یعنی زمانی که تعداد رنگ نظریه به سمت بی‌نهایت و ثابت جفت‌شدگی توفت^{۱۹} هم خیلی بزرگ‌تر از یک باشد (جفت‌شدگی قوی باشد) آن‌گاه نظریه ابرتقارنی $\mathcal{N} = 4$ یانگ‌میلز دارای نظریه دوگانی به نام نظریه ابرگرانشی نوع IIB روی فضای ده بعدی $AdS_5 \times S^5$ است. این را بایستی ذکر کرد که ریسمان‌ها موجوداتی هستند که در سمت گرانشی این دوگانی زندگی می‌کنند.

معمولاً برای مطالعه دینامیک ریسمان از کنش کلاسیکی معروف به کنش نامبوگوتو استفاده می‌کنند. ما در این پایان‌نامه به جای این کنش از کنش دیگری به نام کنش پولیاکف که برای بررسی دینامیک ریسمان مناسب‌تر است، استفاده می‌نماییم. علت این امر را می‌توان این‌گونه بیان کرد: کنش نامبوگوتو پارامتری وجود دارد که وقتی به سمت صفر میل می‌کند، نتیجه‌اش تکین شدن معادلات حرکت ریسمان است؛ به این ترتیب برنامه رایانه‌ای از ادامه فرآیند بازمی‌ایستد. اما کنش پولیاکف، که می‌توان نشان داد با انجام یک سری عملیات ریاضی معادل همان کنش کلاسیکی نامبوگوتو است، ویژگی‌های جالبی دارد و این امکان را فراهم می‌آورد که از آن برای مطالعات عددی حرکت ریسمان استفاده نماییم. مثلاً یکی از ویژگی‌های کنش این است که درون کنش پارامتر η^{ab} به نام متریک جهان‌سطح وجود دارد که به وسیله آن می‌توان درجات آزادی حرکت را تغییر داد به طوری که معادلات حرکت ریسمان در همه جا بر روی جهان‌سطح ریسمان خوش‌رفتار و به دور از تکینگی باشند [17].

ما از نرم‌افزار متمتیکا^{۲۰} برای انجام محاسبات عددی مربوط به تحول ریسمان استفاده کردیم. این نرم‌افزار هم‌رده نرم‌افزارهایی مثل متلب^{۲۱} و میپل^{۲۲} می‌باشد. در محیط نرم‌افزار متمتیکا دستور مخصوص حل معادلات دیفرانسیل به روش عددی به نام NDSolve وجود دارد. استفاده از این دستور زمانی لازم می‌شود که با ساده‌سازی کنش پولیاکف به معادله دیفرانسیل حرکت برای ریسمان دست می‌یابیم. پیدا کردن جواب این معادله وابسته به پارامترهایی است که پیش از اجرای این دستور انتخاب کردیم.

در این پایان‌نامه کوارک‌های پرنرژی را مد نظر قرار دادیم. علت این است که کوارک‌های

¹⁸Conformal Field Theory

¹⁹t Hooft Coupling

²⁰Mathematica

²¹MathLab

²²Maple

پرانرژی اصطلاحاً طویل عمر^{۲۳} هستند به این معنا که قبل از توقف مسافت بیشتری را در محیط پلاسمای می کنند.

در طول بررسی‌ها که به منظور پیدا کردن تعریف مناسبی برای جت‌ها می‌باشد، محیط با دمای غیرصفر و محیط با دمای صفر مورد مطالعه قرار گرفت. تعریف جت در دمای صفر ساده‌تر است.

در فصل دو، در مورد اهمیت جت‌ها در پلاسمای کوارک گلوئون و دوگانی AdS/CFT به صورت خیلی مختصر و در حد نیاز صحبت می‌نماییم. قسمت مهم این فصل شامل تعریف جت‌ها از دیدگاه هولوگرافی با توجه به مقاله [17] و به همراه شکل‌های مرتبط با آن است و در آخر این فصل را با تعریف طول توقف خاتمه می‌دهیم.

در فصل سه، به ترتیب کنش نامبوگوتو و کنش پولیاکف را معرفی می‌نماییم. این که چطور از طریق این کنش به معادله حرکت می‌رسیم و در مورد جزئیات حل معادله حرکت به همراه شرایط مرزی و اولیه مربوط به مساله بحث خواهیم کرد. سپس درباره روش حل عددی با استفاده از نرم‌افزار متمتیکا و نکات عددی مربوط به حل عددی صحبت خواهیم کرد. این فصل را با طرح سوالی درباره امکان تشکیل افق رویداد روی ریسمان در حال سقوط و پاسخ به آن با توجه به عملیات عددی انجام شده، به پایان خواهیم رساند.

فصل چهار و پنج، مربوط به اعمال تصحیحات گرانشی مراتب بالا می‌باشد. در فصل چهار تصحیح مرتبه دوم گرانش معروف به تصحیح گرانشی گاوس-بونت^{۲۴} را بررسی می‌نماییم و در فصل پنج به بررسی تصحیح مرتبه چهار گرانش می‌پردازیم. فصل آخر را هم به مرور نتایج اختصاص دادیم.

²³Long Lived

²⁴Gauss-Bonnet

فصل ۲

چطور جت‌ها را بر اساس AdS/CFT تعریف کنیم؟

۱.۲ اهمیت جت‌ها در پلاسمای کوارک گلوئون

به‌منظور آگاهی از اهمیت جت‌ها در پلاسمای کوارک گلوئون لازم است که ابتدا پلاسمای کوارک گلوئون را به صورت مختصر معرفی نماییم.

پلاسمای کوارک گلوئون

در طبیعت چهار حالت شناخته‌شده ماده وجود دارد:

- جامد
- مایع
- گاز
- پلاسما

از بین این حالت‌ها، حالت چهارم را که به تازگی کشف شده توضیح می‌دهیم. پلاسما همانند یک گاز، شکل و حجم مشخصی ندارد اما بر خلاف گازها، مواد پلاسما رسانای الکتریسته هستند و میدان مغناطیسی و جریان الکتریکی تولید می‌کنند. همچنین با نیروهای الکترومغناطیسی

اندرکنش قوی دارند. بسیاری از پدیده‌هایی که امروزه در زندگی بشر نقش مهمی بازی می‌کنند با استفاده از این پلاسما حاصل شده است. مثلا لامپ‌های فلورسنت^۱ یا همان لامپ‌های مهتابی، لامپ‌های نئون^۲، تلویزیون‌های پلاسما و ... همگی استفاده بشر از این نوع ماده را تایید می‌کنند. به غیر از این حالت‌ها چند حالت دیگر وجود دارند که فقط در شرایط فرین^۳ مشاهده می‌شوند. این حالت‌ها عبارتند از:

(آ) چگالش بوز-اینشتین^۴: حالتی از ماده است که در آن، یک گاز رقیق بوزونی را تا دمای بسیار پایین و در حدود ۲۷۳- درجه سانتی‌گراد (بسیار نزدیک به صفر مطلق)، سرد می‌کنند.

(ب) ماده تباهیده نوترونی^۵: این حالت ماده شامل ذرات آزاد بدون برهم‌کنش می‌باشند که مطابق اصول مکانیک کوانتومی رفتار می‌کنند. گاز ایده‌آل را می‌توان مشابه کلاسیکی این حالت دانست. این حالت ماده که به گاز فرمی یا گاز تبهگن نیز معروف است دارای خواص فیزیکی از جمله فشار است. این حالت از ماده می‌تواند از الکترون‌ها یا پروتون‌ها و یا نوترون‌ها و به طور کلی از فرمیون‌ها تشکیل شود. اگر این گاز شامل نوترون‌ها باشد به آن ماده تباهیده نوترونی می‌گویند.

(ج) پلاسمای کوارک گلوئون: پلاسمای کوارک گلوئون یا سوپ کوارکی یک حالت مادی از نظریه کوانتومی رنگ است که در دما و/یا چگالی بالا به وجود می‌آید. این حالت شامل کوارک‌ها و گلوئون‌هایی است که به صورت مجانبی آزادند. این درحالی است که به طور عادی به وسیله محدودیت رنگ، درون هسته اتم یا سایر هادرون‌ها محبوسند. اینطور به نظر می‌رسد که چند میلی‌ثانیه پس از مه‌بانگ جهان به صورت حالتی از پلاسمای کوارک گلوئون بوده است.

از بین حالت‌های فوق پلاسمای کوارک گلوئون بیشتر از بقیه مورد توجه است. بنابراین در مورد این حالت بیشتر توضیح می‌دهیم. مشابه آب که در اثر تغییر فشار یا دما حالتش عوض می‌شود، به عبارتی دیگر تغییر فاز می‌دهد؛ پلاسمای کوارک گلوئون نیز با تغییر فشار و دما حالتش عوض می‌شود. دمایی که QGP در آن تشکیل می‌شود، در حدود 10^{12} کلوین است که در مقایسه با دمای مرکز خورشید ($15 \times 10^6 K$) دمای بسیار بالایی است.

در زمان‌های ابتدایی، دما بسیار بالا بوده است. همچنین شرایط برای تشکیل محیط QGP فراهم بوده است. در این وضعیت کوارک‌ها و گلوئون‌ها می‌توانستند آزادانه در هر جهت حرکت کنند. به تدریج دمای این پلاسما کاهش پیدا می‌کند و فاز موجود عوض می‌شود؛ درست همانند آب که با کاهش دما فازش عوض می‌شود و تبدیل به یخ می‌شود. فاز جدید

¹Fluorescent Lamps

²Neon Lamps

³Extreme

⁴Bose-Einstein Condensate

⁵Neutron-Degenerate Matter

کوآرک‌ها و گلوئون‌ها، فاز هادرونی است. در این فاز دیگر ذرات اولیه آزاد نیستند. برخی از آن‌ها در فرآیند کاهش دما، هسته‌های اولیه، شامل چندین کوآرک و گلوئون را تشکیل می‌دهند. با این توصیف این حالت ماده به طور مستقیم در دسترس نیست، پس چگونه می‌توان آن را مطالعه کرد؟

جواب این است که QGP را می‌توان به‌طور مصنوعی با حرارت دادن ماده تا دماهای خیلی بالا، از مرتبه 10^{12} K به دست آورد. در آزمایش‌های برخورد یون سنگین هسته‌های سرب و طلا شرایطی به وجود می‌آید که QGP برای زمان بسیار محدودی، در حدود 10^{-23} s خلق می‌شود. این یون‌ها تا سرعت‌های فرانسبیتی^۶ شتاب داده می‌شوند و سپس آن‌ها را به صورت رو در رو با هم برخورد می‌دهند. تعداد نسبتاً کمی از این یون‌ها شانس برخورد رو در رو را پیدا می‌کنند. قسمتی از این پروتون‌ها و نوترون‌ها و سایر ذرات بنیادی تشکیل‌دهنده یون‌ها را که در برخورد شرکت می‌کنند "ذرات شرکت‌پذیر" می‌نامند. ذراتی را که به طور مستقیم به هم برخورد نمی‌کنند "ذرات تماشاچی" می‌نامند.

شکل ۱.۲ تصویری از فرآیند برخورد دو یون سنگین را نشان می‌دهد. مراحل برخورد به این ترتیب است:

- آ) ابتدا دو یون سنگین به سمت یکدیگر پرتاب می‌گردند.
- ب) اگر برخورد رو در رو باشد این دو یون به هم اصابت می‌کنند.
- ج) پس از برخورد یون‌ها به هم فاز جدیدی به نام QGP ایجاد می‌گردد. اما تعدادی ذره با انرژی بالا قادرند از این محیط خارج شوند. این ذرات را که در شکل با فلش سبزرنگ نمایش داده شده جت می‌نامند.
- د) با گذشت زمان محیط QGP تغییر فاز می‌دهد و تبدیل به گاز هادرونی در حال انبساط می‌گردد.
- ه) در نهایت با کاهش دما، هادرون‌ها و سایر ذرات شکل می‌گیرند.

پلاسمای ابرتقارنی یانگ‌میلز $\mathcal{N} = 4$

تقارن در فیزیک از اهمیت بسزایی برخوردار است. این جنبه از فیزیک معادل ناوردایی تحت یک تبدیل است. این تبدیل می‌تواند چرخش، انتقال و ... باشد. گروه لی^۷ یکی از نظریه‌های مرتبط با تقارن است که در فیزیک کاربرد زیادی دارد.

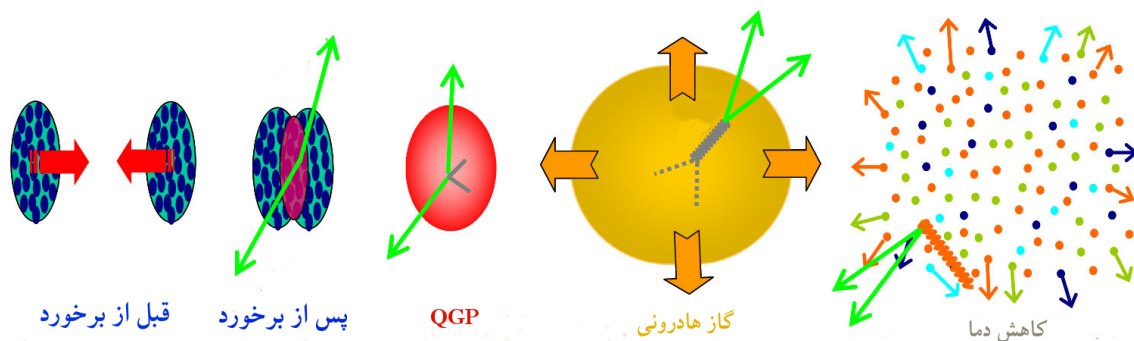
نظریه یانگ‌میلز توسط دو دانشمند به نام‌های چن نینگ یانگ^۸ و رابرت میلز^۹ برای توصیف ذرات بنیادی و توضیح نیروی قوی هسته‌ای ارائه گردید.

⁶Ultrarelativistic Speeds

⁷Lie Group

⁸Chen-Ning Yang

⁹Robert Mills



شکل ۱.۲: تصویر طرح‌وار برخورد یون‌های سنگین با هم در پنج مرحله مختلف. جت‌ها در شکل با فلش سبزرنگ نمایش داده شده‌اند.

اصطلاح ”ابرتقارنی” در ابتدای عبارت پلاسمای ابرتقارنی یانگ‌میلز، برای این منظور به کار رفته که در این نظریه، تقارنی در تبدیل ذرات بوزون به فرمیون گنجانده شده است. علاوه بر $\mathcal{N} = 4$ ، گروه‌های دیگری مثل $\mathcal{N} = 1$ و $\mathcal{N} = 2$ نیز وجود دارند. عبارت $\mathcal{N} = 4$ به معنای تعداد بارهای ابرتقارنی نظریه است. با استفاده از یک مفهوم فیزیکی به نام دوگانگی AdS/CFT نشان داده می‌شود که تناظری میان نظریه ریسمان نوع IIB در فضای $AdS_5 \times S^5$ (ضرب یک فضای پنج بعدی AdS_5 در یک ابرکره پنج بعدی که به نام S^5 - کره شناخته می‌شود) با نظریه ابرتقارنی یانگ‌میلز $\mathcal{N} = 4$ که در مرز فضای AdS_5 است، وجود دارد.

نظریه ابرتقارنی یانگ‌میلز را به عنوان یک مدل اسباب‌بازی می‌شناسند به این دلیل که توصیف‌کننده عالم مادی نیست. در این نظریه گرانش به صورت پنج‌بعدی فرض می‌شود، اما تاکنون برای توصیف گرانش تنها به چهار بعد احتیاج بوده است.

از این نظریه، به منظور مدلی از پلاسمای کوارک گلوئون در مساله مورد بررسی، استفاده شده است. این پلازما دارای دمای یکنواختی است. نشان داده می‌شود که دمای پلازما SYM در حالت تعادل، با افق رویداد سیاه‌چاله به صورت زیر رابطه دارد [17]:

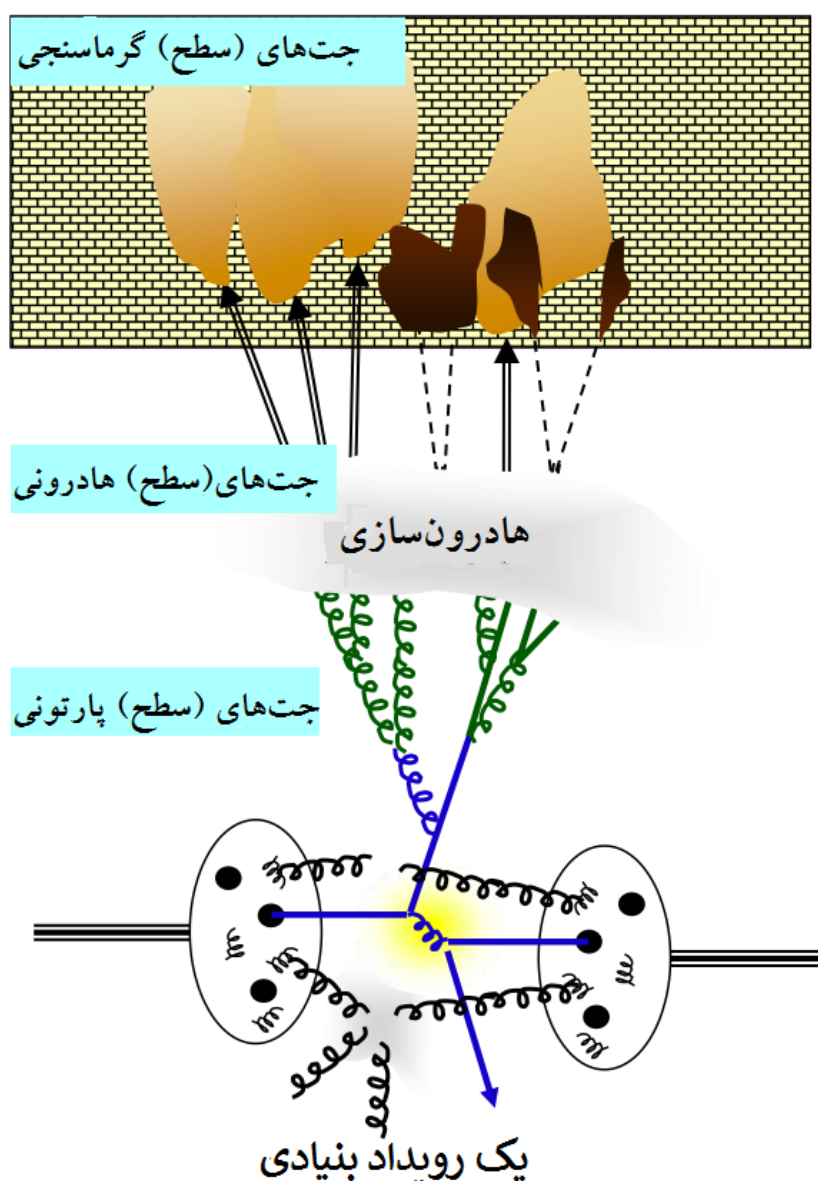
$$T \equiv \frac{1}{\pi u_h} \quad (1.2)$$

که در آن u_h محل افق رویداد در بعد هولوگرام است.

همچنین مدل یا نظریه ابرتقارنی یانگ‌میلز $\mathcal{N} = 4$ کمک بزرگی به فیزیک‌دانان برای فهم سایر نظریه‌های پیچیده مثل QCD کرده است. می‌توان گفت یک دانشجوی یا متخصص در حوزه‌های دیگر فیزیک، به منظور آن که بتواند از پس مساله‌های سنگینی که در QCD وجود دارد، برآید لازم است که در یادگیری و فهم نظریه ابرتقارنی یانگ‌میلز تبحر لازم را کسب نماید. در منابع [7, 9] اطلاعات کامل‌تری درباره این نظریه داده شده است.

چرا جت‌ها مهم هستند؟

یک جت باریکه‌ای مخروطی شکل از هادرون‌ها و سایر ذراتی است که به وسیله هادرونی‌سازی یک کوآرک یا گلوئون اولیه در یک آزمایش یون سنگین یا برخورد دو ذره شتابدار مثلا پروتون-پروتون به وجود می‌آیند. این یک تعریف آزمایشگاهی از جت است. به غیر از این تعریف، تعریف‌های دیگری هم برای جت وجود دارد. شکل ۲.۲ جت‌ها را در سه سطح مختلف نمایش می‌دهد. تعریف جت‌ها بسته به این که در چه سطحی (پارتونی، هادرونی یا گرماسنجی) در نظر گرفته شوند، متفاوت است. در این پایان‌نامه تمرکز ما روی جت‌های سطح پارتونی است. این تعریف را با استفاده از تناظر AdS/CFT در بخش ۳.۲ ارائه خواهیم کرد.



شکل ۲.۲: جت‌ها در سه سطح پارتونی، هادرونی و گرماسنجی

در فیزیک، پدیده پراکندگی، ابزار مناسبی برای مطالعه اتم چه در ابعاد هسته‌ای و چه در

ابعاد ریزتر، زیراتمی است. این پدیده به دانشمندان، اطلاعات مفیدی راجع به ساختار ماده‌ای که به وسیله آن پراکندگی رخ داده است، می‌دهد. بدون آزمایش‌های پراکندگی پی‌بردن به ساختارهای زیراتمی کار بسیار دشواری است. اولین نمونه این آزمایش‌ها، آزمایش رادرفورد^{۱۰} بوده است. در این آزمایش پرتوهایی موسوم به پرتوی ذرات آلفا به هدف، ورقه طلا، اصابت داده می‌شد. رادرفورد توانست با آشکارسازی و ردگیری این پرتوها، مدلی برای ساختار اتمی ارائه دهد و مدل پیشین خود را رد کند. در این آزمایش‌ها رادرفورد پی برد که در اتم بایستی ساختار متراکمی وجود داشته باشد که پراکندگی با زاویه‌های بزرگ پرتوهای آلفا را بتواند توجیه کند. پدیده جت نیز، نوعی پراکندگی است که در ابعاد خیلی ریز رخ می‌دهد. دانشمندان ذرات بنیادی به وسیله جت‌ها می‌توانند درستی مدل‌ها و نظریه‌هایشان را مورد آزمایش قرار دهند.

اغلب در ابعاد معمول برای درک فیزیک یک پدیده آن‌را به روش‌های مختلفی می‌آزمایند. برای مثال برای سنجش جسمی شبیه توپ، می‌توان وزن آن‌را با ترازو اندازه‌گیری نمود، دما آن‌را با دماسنج سنجید، ابعاد آن‌را با خط‌کش اندازه‌گیری کرد و ... اما در ابعاد زیراتمی چنین ابزاری وجود ندارد و تعداد روش‌های درک فیزیک یک پدیده زیراتمی اندک است. یکی از این روش‌ها، آشکارسازی جت‌هاست. بنابراین از این جهت هم جت‌ها مهمند چرا که روش‌های زیادی برای مطالعه پدیده‌های زیراتمی وجود ندارد.

خیلی از پدیده‌های فیزیکی، از جمله طول توقف که در بخش آخر همین فصل راجع به آن صحبت شده است وابسته به تعریف جت‌ها هستند. بدون آن‌ها توصیف QCD امکان‌پذیر نبود. پس جت‌ها مهمند چون که خیلی از پدیده‌های فیزیکی دیگر مربوط به QCD وابسته به تعریف درست آن‌ها می‌باشند.

آن‌چه که تاکنون راجع به جت‌ها شناخته شده است، بسیار اندک است و بسیاری از بخش‌های مربوط به فیزیک جت‌ها نیاز به بررسی‌های بیشتری دارند. به همین دلیل مطالعه آن‌ها از اهمیت برخوردار است.

۲.۲ دوگانی AdS/CFT

در فیزیک نظری تناظری به نام یاد-دوسیته/نظریه میدان همدیس وجود دارد که اغلب از مخفف انگلیسی این عبارت، AdS/CFT استفاده می‌شود. این دوگانی نام‌های دیگری هم دارد، برای مثال دوگانی مالداسنا، دوگانی پیمانیه/گرانش، هولوگرافی و ... اما انتخاب این نام‌ها بی‌دلیل نیست. برای نمونه به این دوگانی، دوگانی مالداسنا می‌گویند چرا که اولین بار مالداسنا این دوگانی را کشف کرد [21]. نکته جالب این است که تاکنون برای این دوگانی اثباتی ارائه نشده است، یعنی این رابطه یک رابطه حدسی است. این دوگانی بیان می‌کند که ارتباط جالبی بین دو نوع نظریه فیزیکی وجود دارد. این ارتباط یا تناظر بین دو نظریه

¹⁰Rutherford

فیزیکی است که به طور معمول خیلی متفاوت از هم به نظر می‌رسند. در یک طرف تناظر فضای پاد-دوسیه (AdS¹¹) حضور دارد و در طرف دیگر این تناظر نظریه میدان همدیس (CFT) حضور دارد. این نظریه‌ها مرتبط با نظریه میدان کوانتومی می‌باشند. از جمله این نظریه‌های میدان، نظریه ابرتقارنی یانگ میلز است که آن را در بخش قبل توضیح دادیم. در این بخش سعی می‌کنیم علاوه بر تناظر AdS/CFT توضیحاتی در مورد فضای AdS، سیاهچاله AdS-Sch¹² ارائه دهیم.

تعریف AdS/CFT

تناظر AdS/CFT اولین بار در نظریه ابرریسمان¹³ استفاده شد. نظریه ابرریسمان نظریه‌ای برای وحدت بخشی چهار نیروی بنیادی، یعنی نیروهای گرانش، الکترومغناطیس، نیروی قوی و ضعیف هسته‌ای است و به عنوان یکی از اولین نماینده‌های اصلی این امر شناخته می‌شود [9].

تناظر AdS/CFT ادعا می‌کند که هم‌ارزی زیر بین نظریه میدان همدیس و نظریه کوانتومی گرانش مربوط به فضای AdS برقرار است:

نظریه پیمانهای ۴- بعدی جفت شده قوی \equiv نظریه گرانشی در ۵- بعد فضای AdS

نظریه میدان همدیس، نظریه‌ای است که تحت تبدیلات همدیس ناوردا بماند [7]. نکته جالب توجه این است هیچ اثباتی برای این ادعا وجود ندارد. این ادعا صرفاً یک حدس است. علاوه بر این، ادعای فوق بیان می‌کند موجود یا موجودات فیزیکی در پنج بعد با موجود یا موجودات فیزیکی در چهار بعد در ارتباط هستند. به بیان دیگر، این ادعا بین یک فیزیک ۴- بعدی با یک فیزیک ۵- بعدی ارتباط برقرار می‌کند. از این جهت به این دوگانی، نظریه هولوگرافی¹⁴ نیز می‌گویند. علت آن این است که: هولوگرام‌های اپتیکی ابزاری برای ثبت اطلاعات کامل یک جسم فیزیکی سه بعدی بر روی یک صفحه دو بعدی یا همان برچسب‌های هولوگرام هستند. با مهیا کردن شرایط مشاهده تصویر هولوگرام و قرار دادن این تصویر در کنار جسم اصلی، تمایزی بین تصویر و خود جسم دیده نمی‌شود گویی بعد سوم در دل تصویر جاداده شده است. بنابراین می‌توان گفت جسم دوبعدی حاوی همان اطلاعات مربوط به جسم سه بعدی است. به این دوگانی نظریه هولوگرافی می‌گویند از این جهت که هم در پدیده هولوگرافی و هم در دوگانی AdS/CFT¹⁵، ابعاد مختلف به هم مربوط می‌شوند.

نظریه پیمانهای¹⁵ نظریه‌ای است که توصیف کننده تمامی نیروهای بنیادی به غیر از نیروی

¹¹ Anti-de Sitter

¹² Anti-de Sitter-Schwarzschild

¹³ Superstring

¹⁴ Holographic

¹⁵ Gauge

گرانش می‌باشد. برای مثال، نیروی الکترومغناطیسی به وسیله نظریه پیمانه‌ای $U(1)$ و نیروی قوی توسط نظریه پیمانه‌ای $SU(3)$ ، با نام نظریه کوانتومی رنگ، توصیف می‌شود [9]. در ریاضیات گروه یکانی خاص درجه n یا $SU(n)$ (مخفف عبارت Special Unitary group of degree n) وجود دارد که یک گروه لی از ماتریس‌های یکانی $n \times n$ با دترمینان ۱ است. گروه یکانی خاص $SU(n)$ یک زیرگروه از گروه یکانی $U(n)$ است که شامل تمامی ماتریس‌های یکانی $n \times n$ ، می‌باشد.

اساس نظری مربوط به سه نیروی بنیادی الکترومغناطیسی، قوی و ضعیف هسته‌ای توسط نظریه‌های پیمانه‌ای فهمیده می‌شود. مشکلی که وجود دارد این است که درک نظری نیروی قوی به وسیله نظریه پیمانه‌ای به دلیل وجود ثابت جفت‌شدگی قوی، کار چندان راحتی نیست. این ثابت را با g_{YM} نشان می‌دهند. اندیس "YM" در این جا از کلمه "Yang-Mills" گرفته شده است و به این معناست که پلاسمای مورد استفاده پلاسمای ابرتقارنی یانگ‌میلز است. هر چه که مقدار این ثابت جفت‌شدگی بیشتر شود، قدرت برهم‌کنش در پلازما هم بیشتر می‌گردد. این ثابت با انرژی برهم‌کنش رابطه عکس دارد. زمانی که انرژی برهم‌کنش زیاد می‌شود مقدار این ثابت کوچک می‌گردد و زمانی که انرژی برهم‌کنش کم می‌شود این ثابت بزرگ می‌گردد. به همین دلیل است که در انرژی‌های بالا کوارک‌ها و گلوئون‌ها به صورت آزاد وجود دارند ولی در طبیعت و در دماهای معمول قادر نیستیم این گونه ذرات به صورت تک مشاهده کنیم. اصطلاحاً می‌گویند که کوارک‌ها و گلوئون‌ها به صورت مجانبی آزادند. این ثابت سبب این می‌شود که نتوان از جملات مرتبه‌های بالا در محاسبات اختلال در بررسی این پدیده صرف نظر کرد. به عبارت دیگر روش‌های اختلالی پاسخگو مساله نخواهند بود. اما دوگانی AdS/CFT ادعا می‌کند که قادر است جوابی برای این گونه مسائل داشته باشد. به این ترتیب که در صورت مواجهه با این رده از مسائل، فیزیک مربوط به آن را از روی فضازمان خمیده AdS استخراج می‌کند.

فضازمان AdS به دلایل تاریخی به این نام خوانده می‌شود. اولین بار ویلیام دوسیته^{۱۶} جوابی برای معادله نسبیت عام اینشتین با انحنای ثابت و مثبت در سال ۱۹۱۷ به دست آورد. اما معادله میدان اینشتین جوابی با انحنای ثابت صفر و انحنای ثابت منفی نیز دارد. جواب انحنای ثابت صفر همان فضای مینکوفسکی است. جواب با انحنای منفی، فضای AdS می‌باشد که در آن حرف A از کلمه "Anti" به معنای "ضد" گرفته شده است یعنی فضای AdS ضد فضای ds^{۱۷} با انحنای ثابت مثبت است. نکته دیگر این که این فضا تنها برای یک بعد خاص تعریف نشده بلکه می‌توان آن را برای ابعاد مختلف به کار برد. از این جهت است که این فضا در تناظر AdS/CFT دوگان تمامی نظریه‌های پیمانه‌ای با ابعاد مختلف است. نظریه پیمانه‌ای در مرز فضای AdS زندگی می‌کند. از این جهت نظریه پیمانه‌ای اغلب به نام "نظریه مرزی"^{۱۸}

¹⁶Willem de Sitter

¹⁷de Sitter

¹⁸Boundary

” و نظریه گرانشی ”نظریه توده^{۱۹}” نامیده می‌شود.

نکته جالب دیگر در مورد این تناظر این که تناظر زمانی برقرار می‌شود که یکی از طرفین آن جفت‌شده قوی و طرف دیگر جفت‌شده ضعیف باشد [9]. بنابراین هنگامی که با مساله‌ای با جفت‌شدگی قوی روبه‌رو می‌شویم می‌توان از نظریه دوگان با جفت‌شدگی ضعیف برای حل آن استفاده کرد. در مقایسه با روش اختلالی، این ویژگی یک مزیت روش AdS/CFT است. به‌منظور تکمیل این ادعا که تناظر AdS/CFT بیان می‌کند، لازم است دما هم در این تناظر در نظر گرفته شود، زیرا همان‌طور که گفته شد QGP در محیط دما دار با دمای بسیار بالا به‌وجود می‌آید. با اضافه کردن دما این ادعا به صورت زیر بیان می‌شود:

نظریه پیمانهای ۴- بعدی جفت‌شده‌ی قوی در دمای محدود \equiv نظریه گرانشی در ۵- بعد
فضازمان در حضور سیاه‌چاله AdS

یکی دیگر از ویژگی‌های دوگانی AdS/CFT این است که در این دوگانی نظریه پیمانهای مورد استفاده دقیقاً نظریه $SU(3)$ نیست بلکه به جای استفاده از $SU(3)$ از پیمانهای دیگری به شکل $SU(N_c)$ استفاده می‌شود. در این پیمانهای N_c تنها یک پارامتر قابل تنظیم است. در N_c ، اول کلمه *Number* به معنای تعداد و c اول کلمه *color* به معنای رنگ است. به عبارت دیگر N_c تعداد رنگ را در نظریه نشان می‌دهد [9]. در این جا ”جفت‌شدگی قوی” به نام حد N_c بزرگ شناخته می‌شود. زمانی که از حد N_c های بزرگ صحبت می‌شود، یعنی این که تعداد رنگ موجود در نظریه، برخلاف QCD که تنها شامل سه رنگ آبی، قرمز، سبز است، خیلی بالاست. بدین ترتیب نظریه QCD کنار می‌گذاشته می‌شود و به جای آن از یک نظریه پیمانهای دیگر که در آن تعداد پارامترهای مورد استفاده می‌تواند بر خلاف $SU(3)$ بسیار زیاد باشند، استفاده می‌شود.

دو ثابت g_{YM} و N_c که در محاسبات برهم‌کنش‌های قوی ظاهر می‌شوند به تنهایی مشکلاتی را ایجاد می‌کنند. از جمله این که g_{YM} با انرژی برهم‌کنش رابطه دارد و N_c هم در جفت‌شدگی قوی، مقدارش به بی‌نهایت میل می‌کند. توفت ثابت جفت‌شدگی جدیدی به صورت $\lambda = g_{YM}^2 N_c$ معرفی نمود که این مشکلات را نداشت. این ثابت به نام ثابت جفت‌شدگی توفت شناخته می‌شود که مقدار محدودی دارد و برخلاف g_{YM} با انرژی تغییر نمی‌کند. می‌توان نشان داد که رابطه‌ای بین ثابت جفت‌شدگی پلازما با ثابت جفت‌شدگی ریسمان به صورت زیر برقرار است:

$$g_{YM}^2 = 4\pi g_s$$

که g_s ثابت جفت‌شدگی مربوط به ریسمان است و ”s” از ابتدای کلمه ”string” گرفته شده است.

¹⁹Bulk

شامه‌ها

شامه‌ها موجوداتی هستند که در ابعاد فضایی مختلف وجود دارند. بسته به این که این موجودات در چه بعدی حضور دارند، آن‌ها را با عدد همان بعد مشخص می‌کنند. به طور عام در یک فضای p بعدی این موجودات را شامه‌های p می‌نامند. دلیل این که این موجودات به نظریه ریسمان راه پیدا کردند این است که برای این که ریسمان‌های باز بتوانند مدهای نوسانی داشته باشند بایستی به محل‌هایی متصل باشند. این محل‌ها شامه‌هایی با $p \geq 2$ هستند [7]. شامه‌هایی با $p \leq 2$ هم وجود دارند. شامه‌ها با $p = 0$ را شبه‌نقطه‌ای و شامه‌ها با $p = 1$ را شامه‌های شبه‌ریسمان^{۲۰} می‌نامند. این دسته از شامه‌ها را که ریسمان‌های باز به آن‌ها متصلند شامه‌های D_p می‌نامند چرا که از شرایط دریکله پیروی می‌کنند.

علاوه بر این‌ها، شامه‌ها ابزاری برای مطالعه پدیده‌های غیراختلالی در نظریه ریسمان می‌باشند [7]. شامه‌ها دارای جرم و بارند. اگر تعداد زیادی از شامه‌ها روی هم قرار بگیرند آن‌گاه به‌واسطه جرم‌شان شکل فضازمان تغییر پیدا می‌کند. با قرارگیری N_c تا از شامه‌ها روی هم، گروه تقارنی $SU(N_c)$ تشکیل می‌گردد.

از میان انواع شامه‌ها دو دسته شامه‌های D_3 و دیگری شامه‌های D_7 در موضوع این تحقیق مهم می‌باشند. شامه‌های D_p قادر به توصیف فیزیک $p+1$ هستند. بعد اضافی همان بعد زمانی می‌باشد. برای مثال D_3 فیزیک $3+1$ بعدی و D_7 فیزیک یا موجودی فیزیکی در $7+1$ بعد را توصیف می‌کند.

شامه‌های D_3 ، شامه‌هایی هستند که فضای AdS را می‌سازند. اما علاوه بر این دسته از شامه‌ها دسته دیگری هم در این مساله برای توصیف کوارک و پادکوارک متحرک نیاز است، این شامه‌ها D_7 شامه‌ها هستند [12]. این شامه‌ها کل فضازمان مینکوفسکی به‌علاوه بعد هولوگرام را از $u = 0$ تا $u = u_m$ می‌پوشانند. اندیس m مخفف کلمه *maximum* به معنای بیشینه است. جرم کوارک(پادکوارک) متناسب با u_m است. برای جرم برهنه^{۲۱} M داریم:

$$M \propto \frac{1}{u_m} \quad (2.2)$$

[17]. در مساله‌ای که با آن سر و کار داریم، کوارک‌ها سبکند و این به معنای آن است که جرمشان نزدیک به صفر است! در این صورت با توجه به رابطه (۲.۲)، شامه‌ها از مختصه $u = 0$ تا $u_m \rightarrow \infty$ کشیده می‌شوند. شامه‌ها تمامی بعد هولوگرام از $u = 0$ تا $u_m = u_h$ را دربرمی‌گیرند.

²⁰String-like

²¹Bare

سیاهچاله‌ها

سیاهچاله ناحیه‌ای از فضا و زمان است که هیچ ذره‌ای حتی فوتون‌های نور قادر به فرار از این ناحیه در صورت ورود به آن نیستند. سیاهچاله‌ها در واقع جواب معادله نسبیت عام اینشتین^{۲۲} می‌باشند:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R + \Lambda g_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu} \quad (۳.۲)$$

در این رابطه R ^{۲۳} را به نام اسکالر ریچی می‌شناسند؛ $R_{\mu\nu}$ تانسور ریچی و $g_{\mu\nu}$ تانسور مربوط به متریک پس‌زمینه^{۲۴} است. بین این سه پارامتر رابطه‌ای به شکل $R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$ برقرار است. در رابطه اینشتین سه پارامتر دیگر هم وجود دارد. $T_{\mu\nu}$ که با نام تانسور انرژی تکانه^{۲۵} شناخته می‌شود، یک تانسور ۱۶ مولفه‌ای است که با چگالی انرژی و تکانه سیستم مرتبط است. ثابت‌های Λ و κ را به ترتیب با نام ثابت کیهان‌شناسی و ثابت تناسب می‌شناسند، چرا که κ از تناسب $\kappa = \frac{\Lambda\pi G}{c^4}$ به دست می‌آید.

اولین بار شوارتزشیلد جوابی را برای این معادله با دو فرض، $T_{\mu\nu} = 0$ و $\Lambda = 0$ یافت، که آن را با نام سیاهچاله شوارتزشیلد می‌شناسند. متریک این سیاهچاله چنین است:

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2GM}{r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2GM}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\Omega^2 \quad (۴.۲)$$

که در آن r فاصله از مرکز سیاهچاله و M جرم سیاهچاله است و G ثابت جهانی گرانش می‌باشد. همچنین $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2$ می‌باشد. این سیاهچاله دارای یک افق رویداد در $r = r_s = 2GM$ است. افق رویداد مکانی است که رویدادهایی که درون آن رخ می‌دهند قادر به تاثیرگذاری و مشاهده توسط ناظر بیرونی نیستند. با جایگذاری $r = r_s = 2GM$ در متریک (۴.۲)، مولفه دوم متریک تکینه می‌گردد.

سیاهچاله‌ها علاوه بر جرم، می‌توانند دارای بار و چرخش هم باشند. با لحاظ کردن هر یک از این خاصیت‌ها شکل متریک سیاهچاله تغییر خواهد کرد. همچنین می‌توان جواب‌هایی برای معادله (۳.۲) با لحاظ کردن Λ و $T_{\mu\nu}$ یافت. اگر در این رابطه Λ وجود داشته و مقدار آن منفی باشد، اما $T_{\mu\nu}$ همچنان صفر باقی بماند، آن‌گاه جواب این معادله سیاهچاله‌ای به نام سیاهچاله آنتی دوسیته-شوارتزشیلد است که متریک این سیاهچاله به شکل زیر می‌باشد:

$$ds^2 = \frac{L^2}{u^2} \left[-f(u) dt^2 + dx^2 + \frac{du^2}{f(u)} \right] \quad (۵.۲)$$

²²Einstein

²³Ricci Scalar

²⁴Background

²⁵ Energy-momentum Tensor

و در آن تابع $f(u) \equiv 1 - (\frac{u}{u_h})^4$ به نام عامل تیرگی^{۲۶} شناخته می‌شود. همچنین L شعاع انحنای فضای AdS است. با توجه به رابطه (۵.۲) تعداد بعد مورد استفاده پنج بعد است، یک بعد زمانی t ، سه بعد مکانی در فضای مینکوفسکی که در x نشان داده شده و یک بعد هولوگرام u می‌باشد. مجموع این بعدها برابر عدد ۵ است. یعنی متریک (۵.۲) تنها پنج بعد را در بر دارد اما دوگان نظریه ابرتقارنی $\mathcal{N} = 4$ یانگ-میلز، هندسه ده بعدی است. پس پنج بعد دیگر چه می‌شود؟

جواب این است که این پنج بعد اضافی به صورت فشرده می‌باشند. یعنی علاوه بر متریک پنج بعدی AdS_5 ابرکره‌های پنج‌بعدی در مساله وجود دارند که آن‌ها را با S^5 نشان می‌دهیم.

۳.۲ تعریف جت‌ها در هولوگرافی با استفاده از سقوط ریسمان

در این بخش تعریفی از جت‌ها با استفاده از دیدگاه هولوگرافی و سقوط ریسمان ارائه می‌شود. ابتدا حالتی را در نظر می‌گیریم که دمای پلاسمای SYM $\mathcal{N} = 4$ غیرصفر و محدود باشد. سپس جت‌ها را در حضور محیط با دمای صفر بررسی می‌کنیم. سعی می‌شود که تعریفی از جت در هر یک از این حالت‌ها، بیان گردد.

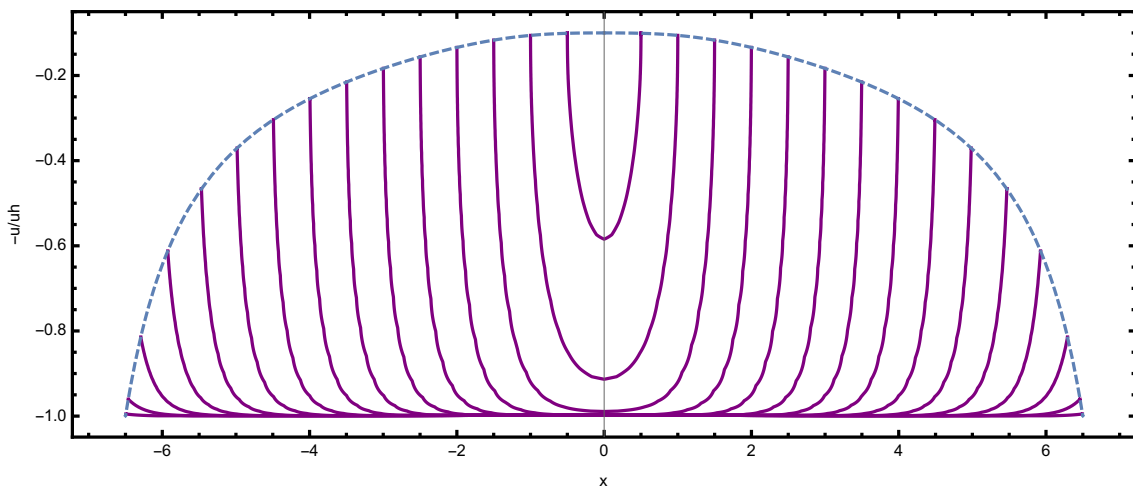
محیط با دمای غیرصفر

از دیدگاه نظریه میدان، کوارک و پاد کوارک به دلیل وجود انرژی کافی، طی فرآیند تولید زوج خلق می‌شوند. این کوارک و پادکوارک، از دیدگاه ناظر مرکزجرم، بلافاصله از هم دور می‌شوند و بعد از پیمودن فاصله‌ای مجدداً ناپدید می‌گردند. این فرآیند در محیط QGP صورت می‌گیرد. علت توقف کوارک و پادکوارک، حضور همین محیط و برهم‌کنش قوی این دو ذره با سایر ذرات این محیط است. بنابراین می‌توان با ردگیری این ذرات اطلاعاتی را در مورد محیط QGP کسب کرد. فرآیند ردگیری این جت کوارک‌ها در محیط QGP کار بسیار دشواری است. اما همین مساله را می‌توان با ذرات سنگین‌تری مثل مزون‌های B و D نیز بررسی کرد. این مزون‌های سنگین از ذرات تشکیل‌دهنده پلاسمای کوارک گلوئون قابل تمایز هستند، بنابراین از این لحاظ، با مساله ساده‌تری سروکار خواهیم داشت. این تصویر از دیدگاه نظریه میدان است.

دیدگاه نظریه ریسمان را از روی نمودار ۳.۲ توضیح می‌دهیم. این شکل ریسمانی در حال سقوط را در چندین زمان مختلف، نمایش می‌دهد. هر منحنی بنفش، یک لحظه حرکت را نشان می‌دهد. محور افقی، بعد مکانی در راستای x و محور عمودی هم‌راستای بعد هولوگرام

²⁶Blackening Factor

است. افق سیاه‌چاله در محل $u = u_h$ واقع است. بنابراین زمانی که مختصه u ریسمان برابر u_h شود، ریسمان به درون سیاه‌چاله می‌افتد. اندیس " h " از اول کلمه "horizon" به معنای "افق" گرفته شده است و منظور همان افق رویداد سیاه‌چاله است. آنچه که به صورت نقطه‌چین نمایش داده شده، مسیر حرکت دو انتهای ریسمان می‌باشد. دینامیک این مساله بدین صورت بوده که ابتدا ریسمان در نقطه‌ای به فاصله u (به طوری که $u < u_h$) در بعد اضافی هولوگرام، خلق می‌شود؛ سپس دو انتهای ریسمان علاوه بر دور شدن از هم، به طرف پایین سقوط می‌کنند. نکته دیگر این که حرکت دو سر ریسمان دقیقاً مشابه هم، ولی در خلاف جهت یکدیگر، نسبت به مبدا محور x است. هرچه که زمان افتادن ریسمان بیشتر باشد، تعداد منحنی‌های بنفش بیشتر می‌شود. ریسمانی که در شکل ۳.۲ نشان داده شده است، پس از حدود ۱۵ واحد زمانی به طور کامل به درون سیاه‌چاله می‌افتد. به علاوه بسته به محل خلق ریسمان، گستردگی ریسمان هنگام رسیدن به افق رویداد تغییر می‌کند. در این جا مطابق شکل، ریسمان به اندازه $۶/۲۵$ واحد از هر انتها نسبت به مبدا x گسترده شده است.



شکل ۳.۲: شکل ریسمان در حال سقوط. خطوط بنفش، ریسمان را در هر لحظه نشان می‌دهند. محور افقی، محور x یا همان مختصه مکانی است و محور عمودی نسبت $-\frac{u}{u_h}$ را نشان می‌دهد که u مختصه مکانی در راستای بعد هولوگرام و u_h محل افق رویداد در راستای بعد هولوگرام می‌باشد.

ارتباط این دو دیدگاه به این صورت است که جفت کوآرک و پادکوآرک در بعد هولوگرام، معادل یک ریسمان در نظر گرفته می‌شود. به طوری که نیمی از تکانه ریسمان مربوط به کوآرک و نیم دیگر مربوط به پادکوآرک می‌باشد. حضور سیاه‌چاله هم معادل حضور پلازما است. بنابراین می‌توان این طور نتیجه‌گیری کرد که متوقف شدن کوآرک و پادکوآرک در QGP معادل سقوط ریسمان در سیاه‌چاله است.

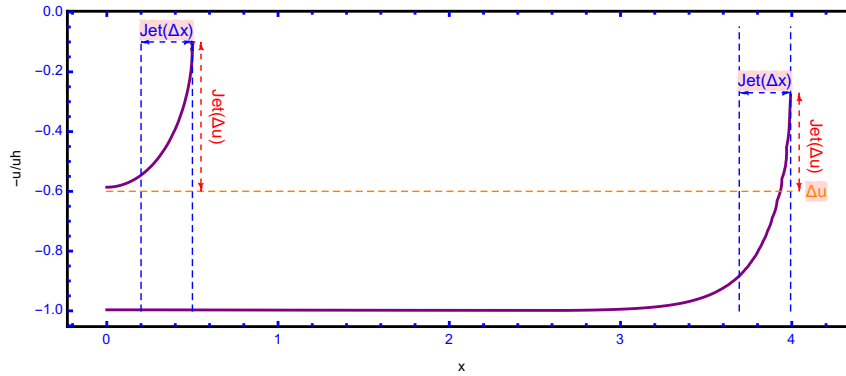
برای ارائه تعریف دقیق‌تری از جت‌ها در محیط پلاسمای با دمای غیرصفر، دو دیدگاه ارائه شده در مقاله [17] را مورد بررسی قرار می‌دهیم. دیدگاه اول، دیدگاه Δx است. مطابق شکل ۴.۲ از نظر این دیدگاه جت‌ها قسمتی از ریسمان در حال گسترش هستند که به فاصله Δx از انتهای ریسمان واقع شده‌اند. این دیدگاه بیان می‌کند که می‌توان انرژی و تکانه جت کوآرک

در سمت نظریه میدان با تعیین انرژی و تکانه بخشی از ریسمان که به فاصله Δx از انتهای ریسمان است، تعیین نمود. این بخش کوچکتر از نصف ریسمان است. به دلیل پایستگی تکانه و انرژی در هر یک از دو نیمه ریسمان بین قسمت جت و قسمت باقی مانده مبادله انرژی و تکانه وجود دارد.

در فصل بعد نشان خواهیم داد که انرژی و تکانه ریسمان از روی پارامتری به نام تکانه کانونی ریسمان که با علامت Π_μ^a نشان داده می‌شود، به دست می‌آید. این موضوع را باید در نظر داشت که انرژی کل و تکانه هر یک از دو نیمه ریسمان به طور مستقل، پایسته است [17]. این بخش مکمل را می‌توان سهم پلازما دانست. پس نتیجه این است که جت می‌تواند با پلازما مبادله انرژی و تکانه داشته باشد.

یکی از مشکلات دیدگاه Δx این است که زمانی که جت در محیط پلاسمای QGP متوقف می‌شود یا به عبارت دیگر ریسمان به درون سیاه‌چاله سقوط می‌کند با توجه به این دیدگاه همچنان در آزمایشگاه بایستی سهمی از انرژی و تکانه برای جت، اندازه گرفته شود. این با مشاهدات هم‌خوانی ندارد. شکل ۴.۲ این موضوع را به خوبی نمایش می‌دهد. همان‌طور که ملاحظه می‌شود در این شکل دو لحظه سقوط ریسمان نشان داده شده است، یکی از آن‌ها پیش از افتادن ریسمان به داخل سیاه‌چاله و دیگری پس از افتادن بخشی از ریسمان به درون سیاه‌چاله است. در هر دو مورد سهمی از جت وجود دارد. حال اگر این دیدگاه را در تعریف جت در مورد هر یک از ریسمان‌های شکل ۳.۲ در نظر گرفته شود، ملاحظه خواهیم کرد که در زمان‌های انتهایی، وقتی که بیشتر بخش‌های ریسمان به داخل سیاه‌چاله سقوط کرده و فقط بخش بسیار ناچیزی از ریسمان بیرون از سیاه‌چاله قرار گرفته، باز هم سهمی از جت خواهیم داشت ولی در حقیقت این سهم از پس‌زمینه پلازما غیرقابل تشخیص و اندازه‌گیری است. بنابراین لازم است که فرض جت را به‌گونه‌ای در نظریه گنجانده شود که قابل اندازه‌گیری در آزمایشگاه باشد.

در دیدگاه دوم به جای این که از مختصه مکانی فضای AdS برای تعریف جت استفاده شود از مختصه u به عنوان مختصه اصلی جهت تعریف جت استفاده می‌گردد. یکی از مزیت‌های این دیدگاه این است که چون مختصه u در محاسبات انرژی ریسمان نقش موثری دارد می‌توان به وسیله تنظیم مقیاس انرژی با این پارامترها تعریف دقیق‌تری از جت‌ها ارائه داد که به نتایج تجربی نزدیک‌تر باشد. به هر حال این نسخه هم به عنوان یکی از نماینده‌های تعریف جت می‌باشد. مطابق شکل ۴.۲ قسمتی از ریسمان بالای یک خط برش $u = u^*$ به عنوان جت و قسمت دیگر که زیر خط برش قرار دارد معادل بخشی از پلاسمای دما دار در نظریه میدان در نظر گرفته می‌شود. از شکل می‌توان این موضوع را درک کرد که با تغییر شرایط اولیه از جمله نقطه شروع حرکت یا همان u_c تعریف جت هم تغییر می‌کند.



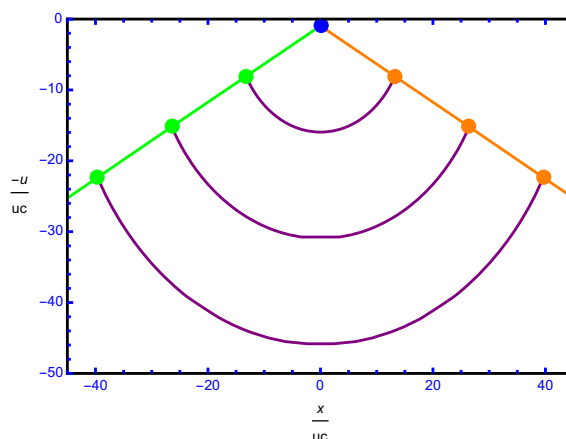
شکل ۴.۲: این شکل مربوط به مقاله [17] است و دو نسخه برای تعریف جت‌ها را ارائه می‌دهد. نسخه اول بیان می‌کند که جت‌ها معادل بخشی از ریسمان به فاصله Δx از انتهای آن هستند. به این نسخه، نسخه Δx می‌گویند. نسخه دیگری برای تعریف جت‌ها وجود دارد، این نسخه با نام نسخه Δu بخشی از ریسمان بالای خط برش $u = u^*$ را به عنوان جت در نظر می‌گیرد. واضح است که در تعریف دوم محل خلق ریسمان روی تعریف جت تاثیرگذار است.

محیط با دمای صفر

حالت محیط با دمای صفر از حالت محیط با دمای غیرصفر متفاوت است از این جهت که در دمای صفر اصلاً محیط QGP وجود ندارد. چون سیاه‌چاله معادل حضور QGP است، بنابراین در این مساله سیاه‌چاله‌ای هم وجود ندارد. در این حالت نیز ریسمان در یک نقطه در بعد هولوگرام خلق شده است. یعنی این ریسمان از شرایط اولیه نقطه‌گونه تبعیت می‌کند. سپس دو انتهای ریسمان شروع به دور شدن از هم به صورت متقارن نسبت به خط عمود گذرنده از مبدا محور x ‌ها می‌کنند. همچنین مشابه حالت دمای غیرصفر پس از گذشتن مدتی ریسمان اولیه گسترده می‌شود. اما همان‌طور که از شکل ۵.۲ پیداست، حالت دمای صفر تفاوت‌های دیگری هم با حالت دمای غیرصفر دارد.

شکل ۵.۲ تحول ریسمان تا سه واحد زمانی را نشان می‌دهد. ریسمان در هر مرحله نسبت به حالت قبلی خود گسترده‌تر شده است. تحول زمانی ریسمان به این سه واحد زمانی ختم نمی‌شود. هر چه زمان می‌گذرد ریسمان گسترده‌تر می‌شود و این گسترش ریسمان پایانی ندارد. تفاوت اولیه این حالت با حالت دمای غیرصفر محیط این است که در این‌جا چون دمایی وجود ندارد پس سیاه‌چاله‌ای هم در فضای AdS موجود نیست که ریسمان به درون آن سقوط کند.

در شکل ۵.۲ خطوط مورب نارنجی و سبز مسیر^{۲۸} حرکت دو انتهای ریسمان را نشان می‌دهد. نقاط روی این مسیرها همان دو انتهای ریسمان در هر لحظه است. محل خلق شدن ریسمان هم یک نقطه نزدیک مرز AdS است. با این توضیحات می‌توان تعریف جت را در محیط با دمای صفر این‌گونه بیان کرد: در دمای صفر جت‌ها تصویری از دو انتهای ریسمان روی مرز فضای AdS می‌باشند که با سرعت نزدیک به سرعت نور در حال دور شدن از هم هستند. شرط به‌وجود آمدن جت‌ها این است که در ابتدا انرژی کافی جهت خلق ریسمان یا به



شکل ۵.۲: سقوط ریسمان در محیط با دمای صفر. در این جا ریسمان تا ابد در بعد هولوگرام سقوط می‌کند. محور عمودی $\frac{-u}{uc}$ و محور افقی $\frac{x}{uc}$ می‌باشد. این شکل با توجه به اطلاعات مقاله [14] به دست آمده است. ریسمان (منحنی بنفش‌رنگ) در سه زمان متوالی $t_1 = 15uc$ ، $t_2 = 30uc$ و $t_3 = 45uc$ نشان داده شده است.

طور معادل تولید زوج کوارک و پادکوارک وجود داشته باشد. در این مورد جت‌ها تا بی‌نهایت به حرکتشان ادامه می‌دهند. نکته دیگر این است که مسیر حرکت دو انتهای ریسمان همان مسیر ژئودزیک^{۲۹} یا مسیر کمینه می‌باشد، یعنی دو انتهای ریسمان با شرایط اولیه شبه‌نقطه‌ای، کوتاه‌ترین مسیر ممکن را برای حرکت انتخاب می‌کنند.

مساله تحول کوارک و پادکوارک در محیط پلازما با دمای غیرصفر و محیط با دمای صفر را می‌توان با در نظر گرفتن اختلال نیز مطالعه نمود. در این روش فرض می‌کنیم شرایط اولیه ریسمان به نحوی انتخاب شده است که ریسمان در زمان‌های اولیه حرکتش با نوسانات جزئی همراه باشد. در این صورت با گذشت زمان و در نتیجه‌ی سقوط ریسمان در هر دو حالت دمای غیرصفر و صفر این نوسانات جزئی گسترش می‌یابند و به اصطلاح متورم^{۳۰} می‌شوند. شکل ۶.۲ سقوط ریسمان در محیط با دمای صفر را نشان می‌دهد.

۴.۲ تعریف طول توقف

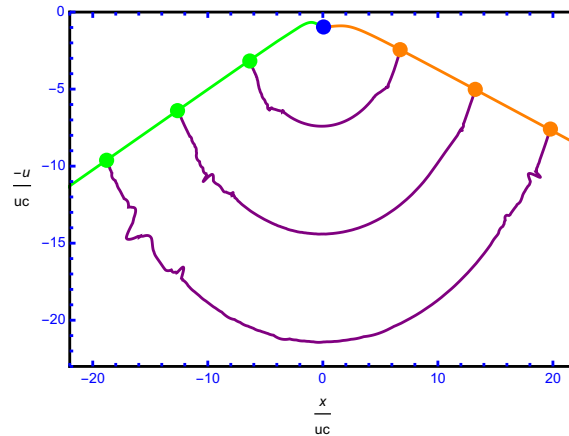
در بخش ۲.۱ راجع به عمق نفوذ^{۳۱} و بیشینه عمق نفوذ به طور مختصر توضیح دادیم. در این بخش می‌خواهیم ضمن ادامه این بحث، تعریفی از طول توقف ارائه دهیم.

زمانی که کوارک یا پادکوارکی پارانرژی را در محیط QGP در نظر می‌گیریم. این کوارک یا پادکوارک ممکن است در حین تحول دینامیکی یک یا چند گلوئون ساطع کنند. به علاوه این گلوئون‌ها ممکن است خود به گلوئون‌های دیگر تبدیل و یا منجر به خلق جفت ذره کوارک-پادکوارک گردد. بنابراین در چنین شرایطی تشخیص کوارک یا گلوئون اولیه از این ذرات ثانویه کار مشکلی است. اما راه‌حل این مشکل چیست؟ چسلر و همکارانش در [13] راه‌حل این مساله

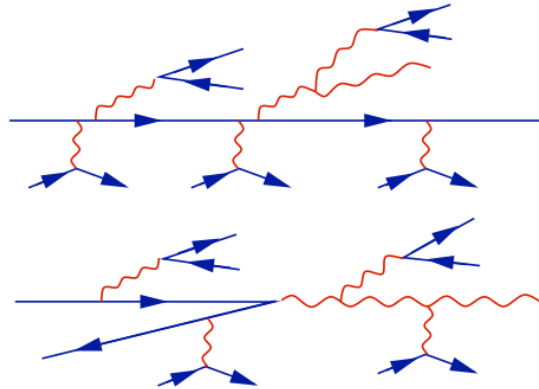
²⁹Geodesic

³⁰Inflated

³¹Penetration Depth



شکل ۶.۲: این شکل سقوط ریسمان را در محیط با دمای صفر در سه زمان متوالی $t_1 = 7u_c$ ، $t_2 = 14u_c$ و $t_3 = 21u_c$ و با شرایط اولیه پادمقارن نشان می‌دهد. این شرایط اولیه در مقاله [14] آورده شده است. همان‌طور که ملاحظه می‌نمایید اختلال‌های اولیه با گذشت زمان و سقوط ریسمان متورم می‌گردد. منحنی بنفش که دارای اعوجاج است شکل ریسمان در این وضعیت می‌باشد. نقاط نارنجی و سبز محل دو انتهای ریسمان در هر مرحله را نشان می‌دهد و خطوط نارنجی و سبز مسیر حرکت این دو انتهاست.



شکل ۷.۲: این تصویر نمایشی از کوآرک برهنه‌ای است که از سمت چپ تصویر وارد می‌شود و در حین عبور گلوئون و با زوج کوآرک-پادکوآرک ساطع می‌کند. واضح است که پس از گذشتن زمانی محدود کوآرک اولیه گم می‌شود. به همین دلیل ما به جای تمرکز بر روی این کوآرک بر روی چگالی باریونی ناشی از کل برانگیختگیها تمرکز می‌کنیم. به این ترتیب ثابت بودن "تعداد باریونها" این نگرانی را که ذرات در حین اندرکنش نابود یا خلق می‌شوند برطرف می‌سازد؛ برگرفته از مقاله [13].

را این‌طور بیان می‌کنند: بهتر است که به جای این که از یک کوآرک برهنه سخن به میان آید، بر روی چگالی باریونی کل برانگیختگی^{۳۲} ذرات پوشیده^{۳۳} تمرکز شود. در فیزیک نظری، به برانگیختگی پایه یک میدان کوانتومی، ذره برهنه گفته می‌شود. این ذره با ذراتی که در آزمایشگاه دیده می‌شوند متفاوت است. ذره آزمایشگاهی ذره‌ای است شامل ذره برهنه به علاوه تعدادی دیگر از ذرات که ذره برهنه را می‌پوشانند. دانشمندان ذره مشاهده شده در آزمایشگاه را با نام ذره پوشیده می‌شناسند. شکل ۷.۲ تصویر طرح‌وار مربوط به یک کوآرک پرنرژی در حال عبور از QGP را نمایش می‌دهد. در این تصویر نحوه از دست رفتن انرژی توسط کوآرکی که از سمت چپ تصویر وارد می‌شود، نشان داده شده است.

با توجه به توضیحی که در پاراگراف قبل دادیم، برای محاسبه عمق نفوذ کوآرک، لازم است

³²Excitation

³³Dressed

که مرکز^{۳۴} چگالی باریونی را در نظر گرفته شود. رابطه ریاضی برای مرکز جرم چنین است:

$$\bar{x}(t) \equiv \frac{\int d^3x \, x \, \rho(t, \mathbf{x})}{\int d^3x \, \rho(t, \mathbf{x})} \quad (۶.۲)$$

در این رابطه ρ مولفه صفرم چاربردار چگالی جریان باریونی است، به عبارت دیگر $\rho \equiv J_{baryon}^0$. اما ارتباط این رابطه با طول توقف چیست؟ می‌توان گفت که این رابطه نشان می‌دهد که در هر لحظه مقدار چشم‌داشتی مکان کوآرک چیست. از طرفی کوآرک پس از طی فاصله‌ای در طول QGP متوقف می‌شود. در زمان‌های نهایی که کوآرک بتدریج در پلازما متوقف می‌شود و تقریباً بیشتر انرژی‌اش را از دست می‌دهد، رفتار آن به وسیله معادلات هیدرودینامیکی از جمله معادله میرایی قابل توصیف است. رابطه میرایی برای چگالی باریونی ρ به صورت:

$$(\partial_t - D\nabla^2)\rho = 0 \quad (۷.۲)$$

است، که در آن D ثابت میرایی عدد باریونی است [13]. در این زمان است که دیگر کوآرک تغییر مکانی ندارد به عبارت دیگر $d\bar{x}/dt = 0$ است. تا این‌جا ارتباط توقف کوآرک با رابطه (۶.۲) بیان شد. حال می‌خواهیم رابطه دقیق‌تری برای این عبارت به دست آوریم.

برای تعریف طول نفوذ از رابطه (۶.۲) فرض می‌کنیم زمان اولیه شروع حرکت، t_* باشد و زمان‌های نهایی حرکت را در بی‌نهایت در نظر می‌گیریم. در این صورت طول نفوذ برابر است با:

$$\Delta x \equiv |\bar{x}(\infty) - \bar{x}(t_*)| \quad (۸.۲)$$

واضح است که این تعریف بر حسب پارامترهای مربوط به نظریه میدان می‌باشد، اما می‌توان برای عمق نفوذ تعریف دیگری بر حسب پارامترهای مربوط به ریسمان متناظر با این مساله داشت. قبل از این‌که این رابطه را معرفی شود، می‌خواهیم مطلبی را در مورد فیزیک دوگان توضیح دهیم.

درون مرز فضای AdS جایی که نظریه پیمانه‌ای ابرتقارنی یانگ میلز وجود دارد، کوآرک و پادکوآرکی در حال دور شدن از هم هستند. بدون حضور این کوآرک و پادکوآرک دینامیکی در مساله وجود ندارد. در این حالت آن‌چه باقی می‌ماند تنها پلاسمای ابرتقارنی یانگ میلز است که در فیزیک دوگان معادل تجمع تعدادی از D_3 شامه‌ها است. یعنی برای توصیف این مساله تنها استفاده از D_3 شامه‌ها کافی است. اما زمانی که کوآرک و پادکوآرک متحرک در سمت نظریه پیمانه‌ای وارد می‌شود، بایستی چیز دیگری به فیزیک دوگان، به طور معادل اضافه شود. به بیان شامه‌ها، دسته دیگری غیر از D_3 شامه، برای توصیف فیزیک دوگان لازم است. این دسته

³⁴Centroid

اضافی D_V شامه‌ها می‌باشند. حال اگر کوآرک-پادکوآرک‌های متحرک، سبک هم باشند، در این صورت کل فضای AdS را می‌پوشانند. در واقع ترجمه سیستم کوآرک-پادکوآرک که در پلاسمای ابرتقارنی یانگ‌میلز در حال دور شدن از هم هستند، در فیزیک دوگان این است که ریسمان بازی که دو انتهایش به D_V شامه‌ها متصل است، در حال سقوط است. علت سقوط هم این است که مانعی برای سقوط کردن ریسمان به سمت افق رویداد وجود ندارد، چرا که D_V شامه از $u = 0$ تا $u_m > u_h$ کشیده می‌شوند. بنابراین ریسمان به طور کامل به داخل سیاه‌چاله می‌افتد [13].

نکته دیگر این که تمامی نقاط روی ریسمان از جمله دو انتهای آن در زمان ابتدایی t_* در نقطه اولیهای $x(t_*)$ و $u = u_*$ قرار دارند. می‌توان گفت که مقدار چشم‌داشتی مولفه مکانی، تقریباً برابر است با مختصه مکانی انتهای ریسمان در این زمان؛ یعنی $\bar{x}(t_*) = x_{string}(t_*)$. همچنین مقدار چشم‌داشتی مولفه مکانی در زمان‌های انتهایی، $t \rightarrow \infty$ ، دقیقاً با مختصه انتهای ریسمان در این زمان برابر است. به عبارت دیگر، $\bar{x}(\infty) = x_{string}(\infty)$ است. بنابراین عمق نفوذ در سمت AdS برابر است با:

$$\Delta x \approx |x_{string}(\infty) - x_{string}(t_*)| \quad (9.2)$$

از این تعریف می‌توان، در محاسبه عددی طولی که ریسمان در فضای AdS می‌پیماید تا به افق رویداد سیاه‌چاله برسد، استفاده نمود. در مساله ما $x_{string}(t_*) = 0$ انتخاب شده است. در فصل بعد خواهیم دید که یکی از شرایط اولیهای که در نظر گرفتیم این بوده است که ریسمان در زمان اولیه $t_* = t_c$ در مکان اولیه $x_{string}(t_*) = 0$ واقع است. بنابراین برای تعیین طول توقف تنها کافی است $x_{string}(\infty)$ را اندازه‌گیری نماییم. از طرفی اندازه‌گیری $x_{string}(\infty)$ به این شکل است که زمان‌های مختلف بعد از مقدار کمینه t_* را به صورت دستی وارد کرده و هر مرحله مولفه مکانی ریسمان را که از معادله حرکت ریسمان در آن زمان به دست آمده، معین کنیم. این کار را آن قدر ادامه می‌دهیم تا جایی که مقدار این تغییرات بسیار ناچیز شود به طوری بتوان گفت که مقدار $x_{string}(\infty)$ ثابت است، در این صورت می‌توان گفت که این همان بیشینه مقدار عمق نفوذ یا Δx_{max} است. شکل ۸.۲ در واقع همین طول توقف را که از برنامه متمتیکا استخراج شده است، نشان می‌دهد. در این شکل مقدار یک در روی محور عمودی، جایی است که افق رویداد سیاه‌چاله در آن قرار دارد. اما منحنی دیگر در این شکل که از مقدار بسیار کوچکی رشد کرده و به مقدار یک رسیده، مقدار طول توقف را که ریسمان طی می‌کند، تعیین می‌کند. هر چه که این منحنی دیرتر به عدد یک روی محور عمودی برسد، به معنای این است که ریسمان زمان بیشتری را در فضای AdS طی می‌کند و دیرتر به افق رویداد می‌رسد.

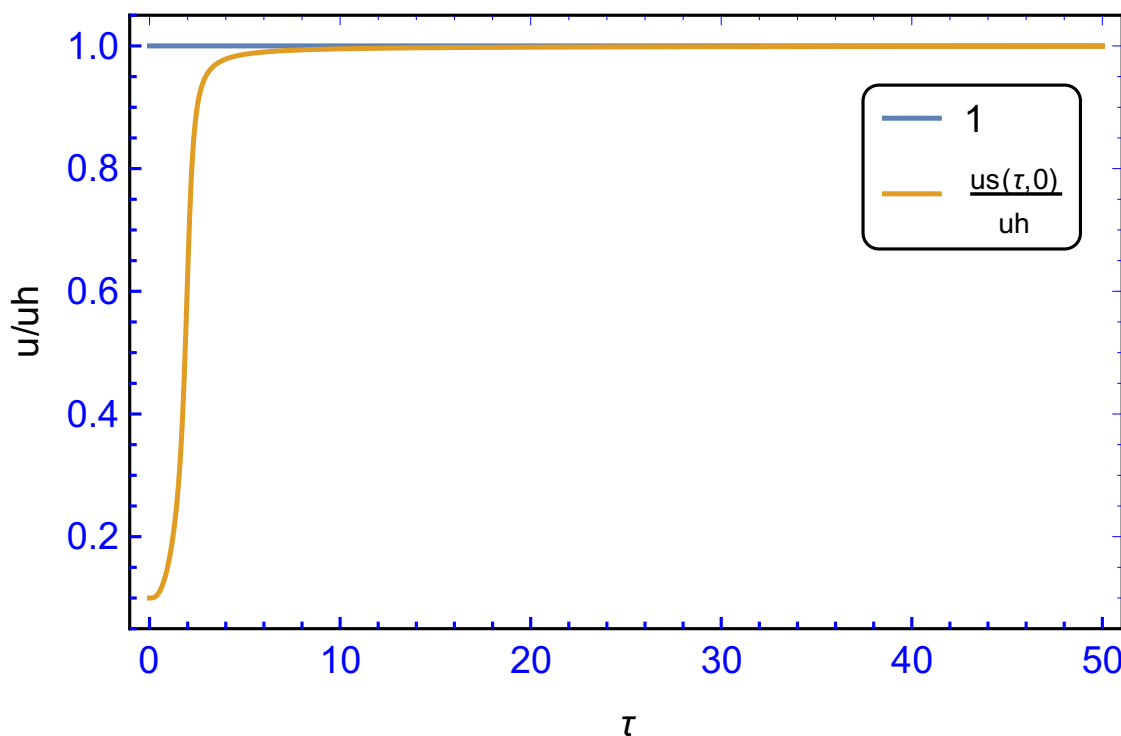
اما از نگاه دقیق‌تری هم می‌توان راجع به طول توقف بحث کرد. در مرجع [13] رابطه‌ای

برای طول توقف به همراه اثباتش آمده است. این رابطه به صورت زیر است:

$$\Delta x_{max}(E) = \frac{C}{T} \left(\frac{E}{T\sqrt{\lambda}} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (10.2)$$

این رابطه نشان می‌دهد که $\Delta x_{max}(E) \propto E^{\frac{1}{4}}$ است. در این جا E انرژی کوارک اولیه، T دمای پلاسما و λ ثابت جفت‌شدگی توفت است.

در مورد طول توقف این نکته را بایستی اضافه کنیم که این طول، معیاری برای سنجش قدرت پلاسما است. چرا که هر چه پلاسما با کوارک-پادکوارک اولیه اندرکنش ضعیف‌تری داشته باشد، در آن صورت فاصله بیشتری را درون پلاسما طی می‌کند و در نتیجه ریسمان دوگان، دیرتر به درون سیاه‌چاله می‌افتد.



شکل ۸.۲: در این شکل محور افقی مربوط به مختصه زمان گونه τ و محور عمودی مربوط به مختصه بعد هولوگرام u است و خط آبی افقی گذرنده از مقدار یک، $u = u_h$ است.

فصل ۳

به دست آوردن معادله حرکت با استفاده از کنش پولیاکف به روش عددی

۱.۳ کنش نامبوگوتو

در فصل قبل در مورد دینامیک ریسمانی که در بعد هولوگرام خلق می‌شود و نحوه گسترش آن به صورت کیفی و با توجه به شکل ۳.۲ توضیحاتی ارائه دادیم. در این فصل می‌خواهیم معادلات دینامیکی این ریسمان را به دست آوریم. برای بررسی دینامیک این مساله، معمول است که ابتدا از کنش ریسمان شروع کرده و سپس با استفاده از وردش معادلات حرکت ریسمان را به دست آوریم. یکی از انواع کنش‌ها، کنش نامبوگوتو می‌باشد. این کنش اولین بار توسط دو فیزیکدان ژاپنی به نام‌های یچیرو نامبو^۱ و تتسو گوتو^۲ معرفی گردید. این کنش به شکل زیر می‌باشد:

$$S_{\text{NG}} = -T_0 \int d^2\sigma \sqrt{-\gamma} \quad (1.3)$$

¹Yoichiro Nambu

²Tetsuo Goto

که در آن γ متریک القایی و $T_0 = \frac{\sqrt{\lambda}}{4\pi L^2}$ همان تنش^۳ ریسمان است. یادآوری می‌شود که λ همان جفت‌شدگی توفت^۴ و L شعاع انحنای فضای AdS می‌باشد [17].

$$-\gamma \equiv -\det\gamma_{ab} \quad (2.3)$$

که در آن γ_{ab} به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\begin{aligned} \gamma_{ab} &\equiv \partial_a X \cdot \partial_b X = \partial_a X^\mu \partial_b X^\nu G_{\mu\nu} \\ &= \frac{\partial X^\mu}{\partial \sigma^a} \frac{\partial X^\nu}{\partial \sigma^b} G_{\mu\nu} \end{aligned} \quad (3.3)$$

در این جا $G_{\mu\nu}$ متریک پس‌زمینه می‌باشد که می‌توان آن را از روی شکل دیفرانسیلی متریک یا ds^2 خواند. اگر σ^a و σ^b روی دو مختصه جهان سطح^۵ ریسمان، یعنی τ و σ تغییر کند، آنگاه مولفه‌های γ_{ab} به شکل زیر خواهد شد:

$$\begin{aligned} \gamma_{\tau\tau} &= \partial_\tau X^\mu \partial_\tau X^\nu G_{\mu\nu} = \dot{X} \cdot \dot{X} G_{\mu\nu} = \dot{X} \cdot \dot{X} = (\dot{X})^2 \\ \gamma_{\tau\sigma} &= \partial_\tau X^\mu \partial_\sigma X^\nu G_{\mu\nu} = \dot{X} \cdot X' G_{\mu\nu} = \dot{X} \cdot X' \\ \gamma_{\sigma\tau} &= \partial_\sigma X^\mu \partial_\tau X^\nu G_{\mu\nu} = X' \cdot \dot{X} G_{\mu\nu} = X' \cdot \dot{X} \\ \gamma_{\sigma\sigma} &= \partial_\sigma X^\mu \partial_\sigma X^\nu G_{\mu\nu} = X' \cdot X' G_{\mu\nu} = X' \cdot X' = (X')^2 \end{aligned} \quad (4.3)$$

توجه داریم که مشتقات $\dot{X} \equiv \partial_\tau X^\mu$ و $X' \equiv \partial_\sigma X^\mu$ معادل هم هستند. بدین ترتیب می‌توان شکل ماتریسی γ_{ab} را به دست آورد:

$$\gamma_{ab} = \begin{pmatrix} (\dot{X})^2 & \dot{X} \cdot X' \\ X' \cdot \dot{X} & (X')^2 \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

و در نهایت مقدار $-\gamma$ برابرست با:

$$-\gamma \equiv -\det\gamma_{ab} = (\dot{X} \cdot X')^2 - \dot{X}^2 X'^2 \quad (6.3)$$

³Tension

⁴t Hooft Coupling

⁵Worksheet

۲.۳ کنش پولیاکف

یک شکل دیگر از کنش ریسمان وجود دارد که به طور کلاسیکی معادل کنش نامبوگوتو است. شکل این کنش در معادله (۷.۳) داده شده است. این کنش معروف به کنش پولیاکف است. اگر چه که پولیاکف این کنش را کشف نکرد ولی تعبیر جدیدی از این کنش ارائه داده است، به همین دلیل آن را به وی نسبت می دهند.

در این بخش معادله حرکت ریسمان را با استفاده از این کنش به دست می آوریم.

به دست آوردن معادله حرکت با استفاده از کنش پولیاکف

کنش پولیاکف چنین تعریف می شود:

$$S_P = -\frac{T_0}{\alpha'} \int d^2\sigma \sqrt{-\eta} \eta^{ab} \partial_a X^\mu \partial_b X^\nu G_{\mu\nu} \quad (7.3)$$

شکل ماتریسی متریک پس زمینه استفاده شده در این مساله که آن را با $G_{\mu\nu}$ نشان می دهیم به صورت زیر است:

$$G_{\mu\nu} = \frac{L^2}{u^2} \begin{pmatrix} f(u) & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{f(u)} \end{pmatrix} \quad (8.3)$$

با وردش^۶ کنش (۷.۳) نسبت به η_{ab} ، معادله قید^۷ زیر به دست می آید [17]:

$$\gamma_{ab} = \frac{1}{\alpha'} \eta_{ab} \eta^{cd} \gamma_{cd} \quad (9.3)$$

همچنین از وردش کنش پولیاکف نسبت به توابع غوطه‌وری^۸ X^μ معادله حرکت ریسمان به دست می آید. شکل نهایی این معادله نیز چنین است:

$$\partial_a [\sqrt{-\eta} \eta^{ab} G_{\mu\nu} \partial_b X^\nu] = \frac{1}{\alpha'} \sqrt{-\eta} \eta^{ab} \frac{\partial G_{\nu\rho}}{\partial X^\mu} \partial_a X^\nu \partial_b X^\rho \quad (10.3)$$

⁶Variation

⁷Constraint

⁸Embedding

برای نشان دادن درستی این رابطه ابتدا بایستی لاگرانژی^۹ کنش پولیاکف را به دست آوریم. رابطه (۷.۳) مربوط به کنش پولیاکف را می توان به صورت معادل زیر نوشت:

$$S_P = -\frac{T_0}{\Upsilon} \int_{\tau_i}^{\tau_f} d\tau \int_{\sigma}^{\sigma_f} d\sigma \sqrt{-\eta} \eta^{ab} \partial_a X^\mu \partial_b X^\nu G_{\mu\nu} \quad (11.3)$$

همچنین می دانیم که رابطه کنش و لاگرانژی چنین است [7]:

$$S = \int_{\tau_i}^{\tau_f} d\tau L = \int_{\tau_i}^{\tau_f} d\tau \int_{\sigma}^{\sigma_f} d\sigma \mathcal{L}(\dot{X}^\mu, X^\mu) \quad (12.3)$$

با مقایسه دو رابطه (۱۱.۳) و (۱۲.۳) لاگرانژی برای کنش پولیاکف به دست می آید:

$$\mathcal{L}(\dot{X}^\mu, X^\mu) = -\frac{T_0}{\Upsilon} \sqrt{-\eta} \eta^{ab} \partial_a X^\mu \partial_b X^\nu G_{\mu\nu} \quad (13.3)$$

مشابه آنچه در بخش ۱.۳ داشتیم، در این جا نیز $\frac{\partial}{\partial_{a,b}} \equiv \frac{\partial}{\partial_{\tau,\sigma}}$. به علاوه شکل متریک مینکوفسکی به صورت زیر است:

$$\eta^{ab} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (14.3)$$

و برای این متریک داریم:

$$\eta^{ab} = \eta_{ab} \quad (15.3)$$

کنش (۱۲.۳) را می توان بر حسب مختصات فضایی مینکوفسکی نوشت:

$$S = \int L dt = \int \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi) d^4x \quad (16.3)$$

گام بعدی این است که با روش وردشی^{۱۰} معادله حرکت مربوط به چگالی لاگرانژی \mathcal{L} را بیابیم:

$$\begin{aligned} \circ &= \delta S \\ \circ &= \int d^4x \left\{ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} \delta \phi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \delta (\partial_\mu \phi) \right\} \\ \circ &= \int d^4x \left\{ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} \delta \phi - \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \right) \delta \phi + \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \delta \phi \right) \right\} \\ \circ &= \int d^4x \left\{ \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} - \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \right) \right) \delta \phi + \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \delta \phi \right) \right\} \end{aligned} \quad (17.3)$$

⁹Lagrangian

¹⁰Variational method

انتگرال روی جمله آخر انتگرالده فوق به انتگرال روی سطح فضا-زمان تبدیل می‌شود که این انتگرال برابر صفر است [8]. از طرفی انتگرال مجموع دو جمله باقیمانده از انتگرالده به ازای مقادیر دلخواه $\delta\phi$ بایستی برابر صفر باشد. پس برای این که این رابطه برقرار باشد، بایستی:

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\phi} - \partial_\mu \left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\phi)} \right) = 0 \quad (18.3)$$

که این معادله حرکت برای کنش S با لاگرانژی \mathcal{L} می‌باشد. می‌توان رابطه‌ای مشابه رابطه (18.3) برای متغیر X^μ نوشت. در این صورت:

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial X^\mu} - \partial_c \left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_c X^\mu)} \right) = 0 \quad (19.3)$$

توجه نمایید که ∂_a روی مقادیر τ و σ است. قبلاً برای کنش پولیاکف از رابطه (13.3) لاگرانژی را به دست آوردیم. در این جا می‌خواهیم مشتقات این \mathcal{L} را نسبت به X^μ و $\partial_a X^\mu$ حساب کنیم. سپس با جایگذاری این مشتقات در معادله (19.3) معادله حرکت ریسمان را خواهیم داشت.

$$\begin{aligned} \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial X^\mu} = & \left(-\frac{T_0}{2} \sqrt{-\eta} \eta^{ab} \frac{\partial(\partial_a X^\rho)}{\partial X^\mu} \partial_b X^\nu G_{\rho\nu} \right) \\ & + \left(-\frac{T_0}{2} \sqrt{-\eta} \eta^{ab} \partial_a X^\rho \frac{\partial(\partial_b X^\nu)}{\partial X^\mu} G_{\rho\nu} \right) \\ & + \left(-\frac{T_0}{2} \sqrt{-\eta} \eta^{ab} \partial_a X^\rho \partial_b X^\nu \frac{\partial G_{\rho\nu}}{\partial X^\mu} \right) \end{aligned} \quad (20.3)$$

در عبارت فوق تنها مشتق جمله آخر غیر صفر است، چرا که با توجه به (8.3) ملاحظه می‌شود که $G_{\mu\nu}$ (یا به طور معادل $G_{\rho\nu}$)، تنها وابسته به مختصه سوم X^μ است چون که $X^\mu = (t, x, u)$ است. بنابراین $\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial X^\mu}$ برابر است با:

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial X^\mu} = -\frac{T_0}{2} \sqrt{-\eta} \eta^{ab} \partial_a X^\rho \partial_b X^\nu \frac{\partial G_{\rho\nu}}{\partial X^\mu} \quad (21.3)$$

همچنین $\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_c X^\mu)}$ برابر است با:

$$\begin{aligned} \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_c X^\mu)} = & \left(-\frac{T_0}{2} \sqrt{-\eta} \eta^{ab} \frac{\partial(\partial_a X^\rho)}{\partial(\partial_c X^\mu)} \partial_b X^\nu G_{\rho\nu} \right) \\ & + \left(-\frac{T_0}{2} \sqrt{-\eta} \eta^{ab} \partial_a X^\rho \frac{\partial(\partial_b X^\nu)}{\partial(\partial_c X^\mu)} G_{\rho\nu} \right) \\ & + \left(-\frac{T_0}{2} \sqrt{-\eta} \eta^{ab} \partial_a X^\rho \partial_b X^\nu \frac{\partial G_{\rho\nu}}{\partial(\partial_c X^\mu)} \right) \end{aligned} \quad (22.3)$$

در عبارت اخیر:

$$\begin{aligned}\frac{\partial(\partial_a X^\rho)}{\partial(\partial_c X^\mu)} &= \delta_c^a \delta_\mu^\rho, \\ \frac{\partial(\partial_b X^\nu)}{\partial(\partial_c X^\mu)} &= \delta_c^b \delta_\mu^\nu, \\ \frac{\partial G_{\rho\nu}}{\partial(\partial_c X^\mu)} &= 0\end{aligned}\quad (23.3)$$

می باشد. بنابراین:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_c X^\mu)} &= \left(-\frac{T_0}{\sqrt{-\eta}} \sqrt{-\eta} \eta^{ab} \delta_c^a \delta_\mu^\rho \partial_b X^\nu G_{\rho\nu} \right) \\ &+ \left(-\frac{T_0}{\sqrt{-\eta}} \sqrt{-\eta} \eta^{ab} \partial_a X^\rho \delta_c^b \delta_\mu^\nu G_{\rho\nu} \right) \\ &= -\frac{T_0}{\sqrt{-\eta}} \sqrt{-\eta} \left(\eta^{cb} \partial_b X^\nu G_{\mu\nu} + \eta^{ac} \partial_a X^\rho G_{\rho\mu} \right)\end{aligned}\quad (24.3)$$

همچنین در رابطه (۲۴.۳) ماتریس G و ماتریس η نسبت به اندیس هایشان متقارن هستند، بنابراین $G_{\rho\mu} \equiv G_{\mu\rho}$ و $G_{\mu\nu} \equiv G_{\nu\mu}$ ، $\eta^{cb} \equiv \eta^{bc}$ ، $\eta^{ac} \equiv \eta^{ca}$ و همچنین اندیس های a, ν, b و ρ اندیس های گنگ^{۱۱} هستند. مشاهده می شود دو جمله سمت راست رابطه (۲۴.۳) با هم برابر می باشند. به این ترتیب:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_c X^\mu)} = -T_0 \sqrt{-\eta} \eta^{cb} \partial_b X^\nu G_{\mu\nu} \quad (25.3)$$

با قرار دادن (۲۵.۳) و (۲۱.۳) در (۱۹.۳) داریم:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial X^\mu} - \partial_c \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_c X^\mu)} \right) &= 0 \\ -\frac{T_0}{\sqrt{-\eta}} \sqrt{-\eta} \eta^{ab} \partial_a X^\rho \partial_b X^\nu \frac{\partial G_{\rho\nu}}{\partial X^\mu} &= \partial_c (T_0 \sqrt{-\eta} \eta^{cb} \partial_b X^\nu G_{\mu\nu})\end{aligned}\quad (26.3)$$

در طرف چپ این عبارت، با توجه به این که a و b اندیس های گنگ هستند پس می توان آن ها را با هم جابه جا کرد. بنابراین $\eta^{ab} \partial_a X^\rho \partial_b X^\nu$ معادل $\eta^{ba} \partial_b X^\rho \partial_a X^\nu$ است. از متقارن بودن ماتریس های G و η نسبت به اندیس هایشان هم می توان نتیجه گرفت که $G_{\rho\nu} \equiv G_{\nu\rho}$ و $\eta^{ab} \equiv \eta^{ba}$. در طرف راست هم، c اندیس گنگ است. بنابراین می توان جمع بندی را از c به a تغییر داد. نتیجه این که با انجام این فرآیند به معادله حرکت ریسمان که از کنش پولیاکف تبعیت می کند، می رسیم:

$$\partial_a [\sqrt{-\eta} \eta^{ab} G_{\mu\nu} \partial_b X^\nu] = \frac{1}{\sqrt{-\eta}} \sqrt{-\eta} \eta^{ab} \frac{\partial G_{\nu\rho}}{\partial X^\mu} \partial_a X^\nu \partial_b X^\rho \quad (27.3)$$

¹¹Dummy

۳.۳ جزئیات روش حل معادله حرکت ریسمان

در این بخش ابتدا معادله حرکت را به صورت تحلیلی بسط می‌دهیم و نشان می‌دهیم که (۲۷.۳) خود شامل سه معادله به هم جفت‌شده می‌باشد. سپس کمیتی به نام چگالی تکانه کانونی^{۱۲} مربوط به حرکت ریسمان را معرفی می‌نماییم. پس از آن درباره شرایط مرزی و اولیه مربوط به مساله بحث می‌کنیم. این شرایط مربوط به ریسمان بازی است که از شرایط اولیه شبه‌نقطه‌ای تبعیت می‌کند. در آخر این بخش هم سعی می‌کنیم که جزئیات مربوط به حل عددی معادله حرکت ریسمان را بیان نماییم.

بحث پیرامون معادله حرکت

معادله حرکت (۲۷.۳) را در نظر بگیرید، در این رابطه توابع X^μ یا همان توابع غوطه‌وری را با فرض اینکه $X^\mu(\tau, \sigma) = (t(\tau, \sigma), x(\tau, \sigma), u(\tau, \sigma))$ باشد، در نظر گرفتیم. در این فرض μ تنها یک برچسب است که می‌توان آن را با حروف دیگری مثل ν و ρ تعویض کرد. همانطور که قبلا نیز ذکر شد، مقادیر a و b با مختصات جهان‌سطح، یعنی τ و σ در ارتباط هستند. به طوری که می‌توان گفت: ($\sigma^a, \sigma^b = \tau$ یا σ)

از طرفی η^{ab} همان متریک مینکوفسکی به شکل (۱۴.۳) و η هم دترمینان این ماتریس است. بدیهی است با توجه به ماتریس داده شده، دترمینان η برابر یک است و $\partial_\tau X^\mu = \dot{X}^\mu$ و $\partial_\sigma X^\mu = X'^\mu$ می‌باشند. همچنین $G_{\mu\nu}$ با توجه به متریک AdS-Sch تعیین می‌شود که در رابطه (۸.۳) آن را معرفی کردیم. با قرار دادن مولفه‌های این دو متریک در معادله حرکت (۲۷.۳)، سمت چپ این معادله به ازای $\mu = 0$ برابر است با:

$$\begin{aligned} \text{Left}|_{\mu=0} &\equiv -\sqrt{-\eta} (\partial_\tau(G_{00}\dot{t}) - \partial_\sigma(G_{00}t')) \\ &= \sqrt{-\eta} L^\gamma \left(\partial_\tau \left(\frac{f(u)}{u^\gamma} \dot{t} \right) - \partial_\sigma \left(\frac{f(u)}{u^\gamma} t' \right) \right) \\ &= \sqrt{-\eta} L^\gamma \left(\partial_\tau \left(\frac{f(u)}{u^\gamma} \right) \dot{t} + \frac{f(u)}{u^\gamma} \ddot{t} - \partial_\sigma \left(\frac{f(u)}{u^\gamma} \right) t' - \frac{f(u)}{u^\gamma} t'' \right) \end{aligned} \quad (28.3)$$

و به ازای $\mu = 1$ برابر:

$$\begin{aligned} \text{Left}|_{\mu=1} &\equiv -\sqrt{-\eta} (\partial_\tau(G_{11}\dot{x}) - \partial_\sigma(G_{11}x')) \\ &= -\sqrt{-\eta} L^\gamma \left(\partial_\tau \left(\frac{1}{u^\gamma} \dot{x} \right) - \partial_\sigma \left(\frac{1}{u^\gamma} x' \right) \right) \\ &= -\sqrt{-\eta} L^\gamma \left(\partial_\tau \left(\frac{1}{u^\gamma} \right) \dot{x} + \frac{1}{u^\gamma} \ddot{x} - \partial_\sigma \left(\frac{1}{u^\gamma} \right) x' - \frac{1}{u^\gamma} x'' \right) \end{aligned} \quad (29.3)$$

¹²Canonical Momentum Density

و به ازای $\mu = 2$ برابر:

$$\begin{aligned} \text{Left}|_{\mu=2} &\equiv -\sqrt{-\eta} (\partial_\tau(G_{22}\dot{u}) - \partial_\sigma(G_{22}u')) \\ &= -\sqrt{-\eta} L^\nu \left(\partial_\tau \left(\frac{1}{u^\nu} \frac{1}{f(u)} \dot{u} \right) - \partial_\sigma \left(\frac{1}{u^\nu} \frac{1}{f(u)} u' \right) \right) \\ &= -\sqrt{-\eta} L^\nu \left(\partial_\tau \left(\frac{1}{u^\nu} \frac{1}{f(u)} \right) \dot{u} + \frac{1}{u^\nu} \frac{1}{f(u)} \ddot{u} - \partial_\sigma \left(\frac{1}{u^\nu} \frac{1}{f(u)} \right) u' - \frac{1}{u^\nu} \frac{1}{f(u)} u'' \right) \end{aligned} \quad (30.3)$$

همچنین طرف راست معادله حرکت (۲۷.۳) پس از انجام جمع روی مقادیر ρ, ν, a و b به شکل زیر حاصل می‌شود.

$$\text{Right} \equiv -\frac{1}{\sqrt{-\eta}} \left((t^\nu - t'^\nu) \frac{\partial G_{00}}{\partial X^\mu} + (x^\nu - x'^\nu) \frac{\partial G_{11}}{\partial X^\mu} + (u^\nu - u'^\nu) \frac{\partial G_{22}}{\partial X^\mu} \right) \quad (31.3)$$

این معادله به ازای $\mu = 0$ چنین می‌شود:

$$\begin{aligned} \text{Right}|_{\mu=0} &\equiv -\frac{1}{\sqrt{-\eta}} L^\nu \left\{ (t^\nu - t'^\nu) \left(-\partial_\tau \left(\frac{f(u)}{u^\nu} \right) \frac{1}{t} + \partial_\sigma \left(\frac{f(u)}{u^\nu} \right) \frac{1}{t'} \right) \right. \\ &\quad + (x^\nu - x'^\nu) \left(\partial_\tau \left(\frac{1}{u^\nu} \right) \frac{1}{t} + \partial_\sigma \left(\frac{1}{u^\nu} \right) \frac{1}{t'} \right) \\ &\quad \left. + (u^\nu - u'^\nu) \left(\partial_\tau \left(\frac{1}{u^\nu} \frac{1}{f(u)} \right) \frac{1}{t} + \partial_\sigma \left(\frac{1}{u^\nu} \frac{1}{f(u)} \right) \frac{1}{t'} \right) \right\} \end{aligned} \quad (32.3)$$

به ازای $\mu = 1$:

$$\begin{aligned} \text{Right}|_{\mu=1} &\equiv -\frac{1}{\sqrt{-\eta}} L^\nu \left\{ (t^\nu - t'^\nu) \left(-\partial_\tau \left(\frac{f(u)}{u^\nu} \right) \frac{1}{x} + \partial_\sigma \left(\frac{f(u)}{u^\nu} \right) \frac{1}{x'} \right) \right. \\ &\quad + (x^\nu - x'^\nu) \left(\partial_\tau \left(\frac{1}{u^\nu} \right) \frac{1}{x} + \partial_\sigma \left(\frac{1}{u^\nu} \right) \frac{1}{x'} \right) \\ &\quad \left. + (u^\nu - u'^\nu) \left(\partial_\tau \left(\frac{1}{u^\nu} \frac{1}{f(u)} \right) \frac{1}{x} + \partial_\sigma \left(\frac{1}{u^\nu} \frac{1}{f(u)} \right) \frac{1}{x'} \right) \right\} \end{aligned} \quad (33.3)$$

و به ازای $\mu = 2$:

$$\begin{aligned} \text{Right}|_{\mu=2} &\equiv -\frac{1}{\sqrt{-\eta}} L^\nu \left\{ (t^\nu - t'^\nu) \left(-\partial_\tau \left(\frac{f(u)}{u^\nu} \right) \frac{1}{u} + \partial_\sigma \left(\frac{f(u)}{u^\nu} \right) \frac{1}{u'} \right) \right. \\ &\quad + (x^\nu - x'^\nu) \left(\partial_\tau \left(\frac{1}{u^\nu} \right) \frac{1}{u} + \partial_\sigma \left(\frac{1}{u^\nu} \right) \frac{1}{u'} \right) \\ &\quad \left. + (u^\nu - u'^\nu) \left(\partial_\tau \left(\frac{1}{u^\nu} \frac{1}{f(u)} \right) \frac{1}{u} + \partial_\sigma \left(\frac{1}{u^\nu} \frac{1}{f(u)} \right) \frac{1}{u'} \right) \right\} \end{aligned} \quad (34.3)$$

حال با مساوی قرار دادن دو طرف معادلات (۲۸.۳) و (۳۲.۳)، (۲۹.۳) و (۳۳.۳)، (۳۰.۳) و (۳۴.۳) به سه معادله می‌رسیم. به عبارت دیگر:

$$\begin{aligned} \text{Left}|_{\mu=0} &\equiv \text{Right}|_{\mu=0} \\ \text{Left}|_{\mu=1} &\equiv \text{Right}|_{\mu=1} \\ \text{Left}|_{\mu=2} &\equiv \text{Right}|_{\mu=2} \end{aligned} \quad (35.3)$$

این سه معادله، معادلات دیفرانسیل حرکت ریسمان در بعد هولوگرام می‌باشند که نسبت به مولفه‌های توابع غوطه‌وری یا همان t و x و u از مرتبه دوم می‌باشند. دشواری کار در این است که این سه معادله بر حسب دو متغیر مستقل τ و σ با هم جفت شدند. به همین خاطر برای حل این معادلات دیفرانسیل جفت‌شده ناچاریم که به روش‌های عددی روی آوریم. ما نرم‌افزار متمتیکا را برای این کار مناسب دیدیم. برای حل یک معادله دیفرانسیل نیاز به یک سری شرط مرزی است. در مورد این شرایط مرزی در بخش‌های بعدی حتما توضیحی ارائه خواهد شد. این معادلات به همراه تعدادی شرط مرزی و اولیه، توصیفی از حرکت ریسمان را در بعد هولوگرام ارائه می‌دهند.

چگالی تکانه کانونی

در این مرحله می‌خواهیم از روی معادله حرکت ریسمان که در بخش قبل به دست آوردیم، تکانه‌ای را به ریسمان نسبت دهیم، این تکانه که معروف به چگالی تکانه کانونی است، از روی معادله (۲۷.۳) به صورت زیر تعریف می‌گردد [17]:

$$\nabla_a \Pi_\mu^a = -\frac{T_0}{\sqrt{\pi}} \eta^{ab} \frac{\partial G_{\nu\rho}}{\partial X^\mu} \partial_a X^\nu \partial_b X^\rho \quad (36.3)$$

$$\Pi_\mu^a(\tau, \sigma) \equiv \frac{1}{\sqrt{-\eta}} \frac{\delta S_P}{\delta(\partial_a X^\mu(\tau, \sigma))} = -T_0 \eta^{ab} \partial_b X^\nu G_{\mu\nu} \quad (37.3)$$

در این رابطه μ سه مقدار a و دو مقدار را داراست. بنابراین رابطه (۳۷.۳) شامل شش عبارت است:

$$\begin{pmatrix} \Pi_t^\tau \\ \Pi_x^\tau \\ \Pi_u^\tau \end{pmatrix} = \frac{\sqrt{\lambda}}{\sqrt{\pi}} \begin{pmatrix} -\frac{f(u)}{\Sigma u^\tau} \dot{t} \\ \frac{1}{\Sigma u^\tau} \dot{x} \\ \frac{1}{\Sigma f(u) u^\tau} \dot{u} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \Pi_t^\sigma \\ \Pi_x^\sigma \\ \Pi_u^\sigma \end{pmatrix} = \frac{\sqrt{\lambda}}{\sqrt{\pi}} \begin{pmatrix} \frac{f(u)}{u^\tau} t' \\ -\frac{\Sigma}{u^\tau} x' \\ -\frac{\Sigma}{f(u) u^\tau} u' \end{pmatrix} \quad (38.3)$$

برای نمونه یکی از این تکانه‌ها را از روی رابطه (۳۷.۳) به دست می‌آوریم:

$$\Pi_t^\tau = -T_0 \eta^{\tau b} \partial_b X^\nu G_{t\nu} \quad (39.3)$$

اما می‌دانیم که ماتریس‌های η و G هر دو قطری‌اند. در این جا دیگر ماتریس η را به شکل (۱۴.۳) در نظر نمی‌گیریم بلکه آن را به شکل:

$$\|\eta_{ab}\| = \begin{pmatrix} -\Sigma(x, u) & \circ \\ \circ & \Sigma(x, u)^{-1} \end{pmatrix} \quad (40.3)$$

فرض می‌کنیم؛ علت را در قسمت‌های بعدی توضیح خواهیم داد. مولفه‌های روی قطر این ماتریس‌ها غیرصفر می‌باشند. این یعنی، تنها G_{tt} و $\eta^{\tau\tau}$ غیرصفر است و مولفه‌های دیگر مثل G_{tu} و $\eta^{\tau\sigma}$ صفر هستند. پس:

$$\Pi_t^\tau = -T_0 \eta^{\tau\tau} \partial_\tau X^t G_{tt} \quad (41.3)$$

در این عبارت نیز $G_{tt} = \frac{L^\tau}{u^\tau} (-f(u))$ و $\eta^{\tau\tau} = -\Sigma^{-1}$ و $\partial_\tau X^t = \partial_\tau t = \dot{t}$ می‌باشند. با جایگذاری این موارد در رابطه اخیر داریم:

$$\Pi_t^\tau = -T_0 \left\{ (-\Sigma^{-1}) \dot{t} \frac{L^\tau}{u^\tau} (-f(u)) \right\} \quad (42.3)$$

قبلا نیز در تعریف کنش نامبوگوتو گفته شد که $T_0 = \frac{\sqrt{\lambda}}{\sqrt{\pi L^\tau}}$ است.

$$\begin{aligned} \Pi_t^\tau &= -\frac{\sqrt{\lambda}}{\sqrt{\pi L^\tau}} \left\{ (-\Sigma^{-1}) \dot{t} \frac{L^\tau}{u^\tau} (-f(u)) \right\} \\ &= \frac{\sqrt{\lambda}}{\sqrt{\pi}} \left(-\frac{f(u)}{\Sigma u^\tau} \dot{t} \right) = \frac{\sqrt{\lambda}}{\sqrt{\pi}} \left(-\frac{f(u)}{\Sigma(x, u) u^\tau} \dot{t} \right) \end{aligned} \quad (43.3)$$

که این مولفه اول ماتریس (۳۸.۳) است. سایر مولفه‌ها را نیز به همین ترتیب می‌توان به دست آورد.

شرایط اولیه و مرزی

شرایط اولیه‌ای که برای سطح‌جانبی^{۱۳} ریسمان باز در این مساله در نظر گرفتیم، شرایط اولیه شبه‌نقطه‌ای است. این موضوع را با توجه به مختصات جهان‌سطح بیان می‌کنیم. در زمان شروع حرکت که آن زمان را در $\tau = 0$ در نظر می‌گیریم، به ازای تمامی مختصات فضایی

ریسمان، یا همان σ ها، شرایط زیر برقرار بوده است:

$$t(\circ, \sigma) = t_c, \quad x(\circ, \sigma) = \circ, \quad u(\circ, \sigma) = u_c \quad (۴۴.۳)$$

که در آن تغییرات σ بین $[\circ, \pi]$ است. t_c و u_c به ترتیب مختصه زمانی و مختصه فضایی هولوگرام اولیه در فضای پنج بعدی AdS است. اندیس "c" مخفف کلمه "creation" به معنای "خلق" است. منظور از t_c ، زمان خلق حالت اولیه ریسمان است. در مورد مساله مورد بررسی از شرایط مرزی ریسمان باز استفاده می‌کنیم:

$$\Pi_{\mu}^{\sigma}(\tau, \sigma^*) = \circ \quad (۴۵.۳)$$

در اینجا σ^* نمادی برای دو مختصه انتهایی ریسمان می‌باشد، به طوری که σ^* می‌تواند دو مقدار \circ و π داشته باشد. استفاده از شرایط مرزی ریسمان باز، دو الزام را به وجود می‌آورد [14]:

آ دو انتهایی ریسمان بایستی با سرعت نور حرکت نمایند.

ب سرعت حرکت دو انتهایی ریسمان بایستی عمود بر ریسمان باشد.

بر خلاف کران‌های ریسمان، هیچ ابهامی در مورد تصور سرعت برای دو انتهایی ریسمان وجود ندارد [7].

حال می‌خواهیم نشان دهیم که چطور می‌توان از معادله قید شرایط اولیه^{۱۴} مورد نظرمان را استخراج کرد. برای این کار ابتدا معادله (۹.۳) را در نظر می‌گیریم:

$$\begin{aligned} \gamma_{ab} &= \frac{1}{\mathcal{V}} \eta_{ab} \eta^{cd} \gamma_{cd} \\ &= \sum_c \sum_d \frac{1}{\mathcal{V}} \eta_{ab} \eta^{cd} \gamma_{cd} \end{aligned} \quad (۴۶.۳)$$

اندیس‌های c و d روی دو مقدار τ و σ جمع بسته می‌شوند. بنابراین:

$$\gamma_{ab} = \frac{1}{\mathcal{V}} \eta_{ab} (\eta^{\tau\tau} \gamma_{\tau\tau} + \eta^{\tau\sigma} \gamma_{\tau\sigma} + \eta^{\sigma\tau} \gamma_{\sigma\tau} + \eta^{\sigma\sigma} \gamma_{\sigma\sigma}) \quad (۴۷.۳)$$

در این مرحله نیز به‌جای استفاده از (۱۴.۳)، از متریک جهان‌سطح به شکل ذیل استفاده می‌کنیم:

$$\|\eta_{ab}\| = \begin{pmatrix} -\Sigma(x, u) & \circ \\ \circ & \Sigma(x, u)^{-1} \end{pmatrix} \quad (۴۸.۳)$$

¹⁴Initial Conditions

در این عبارت علامت "||" در دو طرف η_{ab} نشان از این است که این متریک بهنجار به یک است، به عبارت دیگر این متریک همانند متریک مینکوفسکی (۱۴.۳) دترمینانش یک است. انتخاب این متریک به این شکل به ما در به دست آوردن شکل درستی از سقوط ریسمان کمک می‌کند، در این باره در قسمت عددی سعی می‌کنیم توضیحات بیشتری را ارائه دهیم. با قرار دادن مولفه‌های معکوس متریک (۴۸.۳) در (۴۷.۳) داریم:

$$\gamma_{ab} = \frac{1}{\mathcal{F}} \eta_{ab} \{ -\Sigma(x, u)^{-1} \gamma_{\tau\tau} + \Sigma(x, u) \gamma_{\sigma\sigma} \} \quad (۴۹.۳)$$

به منظور این که از نوشتن پارامترهای اضافی مثل x و u در $\Sigma(x, u)$ که نشان‌دهنده تابعی بودن $\Sigma(x, u)$ نسبت به این متغیرهاست، خودداری کنیم، $\Sigma(x, u) \equiv \Sigma$ در نظر می‌گیریم. اما رابطه (۴۹.۳) خود به تنهایی چهار رابطه را نشان می‌دهد. در واقع اندیس‌های a و b دو مقدار τ و σ را دارا می‌باشند.

$$\gamma_{\tau\tau} = \frac{1}{\mathcal{F}} \eta_{\tau\tau} \{ -\Sigma^{-1} \gamma_{\tau\tau} + \Sigma \gamma_{\sigma\sigma} \} \quad (۵۰.۳)$$

$$\gamma_{\tau\sigma} = \frac{1}{\mathcal{F}} \eta_{\tau\sigma} \{ -\Sigma^{-1} \gamma_{\tau\tau} + \Sigma \gamma_{\sigma\sigma} \} = 0 \quad (۵۰.۳ب)$$

$$\gamma_{\sigma\tau} = \frac{1}{\mathcal{F}} \eta_{\sigma\tau} \{ -\Sigma^{-1} \gamma_{\tau\tau} + \Sigma \gamma_{\sigma\sigma} \} = 0 \quad (۵۰.۳ج)$$

$$\gamma_{\sigma\sigma} = \frac{1}{\mathcal{F}} \eta_{\sigma\sigma} \{ -\Sigma^{-1} \gamma_{\tau\tau} + \Sigma \gamma_{\sigma\sigma} \} \quad (۵۰.۳د)$$

با توجه به شکل متریکی که برای η_{ab} انتخاب شد و با جایگذاری مولفه‌های η_{ab} از رابطه (۴۸.۳) در رابطه‌های اخیر، $\gamma_{\tau\sigma} = \gamma_{\sigma\tau} = 0$ شد و برای دو رابطه زیر داریم:

$$\gamma_{\tau\tau} = \frac{1}{\mathcal{F}} (-\Sigma) \{ -\Sigma^{-1} \gamma_{\tau\tau} + \Sigma \gamma_{\sigma\sigma} \} = \frac{1}{\mathcal{F}} \{ \gamma_{\tau\tau} - \Sigma^2 \gamma_{\sigma\sigma} \} \quad (۵۱.۳)$$

$$\gamma_{\sigma\sigma} = \frac{1}{\mathcal{F}} (\Sigma^{-1}) \{ -\Sigma^{-1} \gamma_{\tau\tau} + \Sigma \gamma_{\sigma\sigma} \} = \frac{1}{\mathcal{F}} \{ -\Sigma^{-2} \gamma_{\tau\tau} + \gamma_{\sigma\sigma} \} \quad (۵۱.۳ب)$$

اگر در رابطه اخیر طرف راست و چپ (۵۱.۳ب) را در Σ^2 ضرب نماییم، سپس آن را با (۵۱.۳) جمع نماییم، آنگاه نتیجه می‌شود:

$$\gamma_{\tau\tau} + \Sigma^2 \gamma_{\sigma\sigma} = 0 \quad (۵۲.۳)$$

این معادله به همراه $\gamma_{\tau\sigma} = \gamma_{\sigma\tau} = 0$ ، معادلات برگرفته شده از معادله قید (۹.۳) است. به عبارت دیگر رابطه (۹.۳) معادل دو رابطه زیر است:

$$\gamma_{\tau\tau} + \Sigma^2 \gamma_{\sigma\sigma} = 0 \quad (۵۳.۳)$$

$$\gamma_{\tau\sigma} = \gamma_{\sigma\tau} = 0$$

همان طور که قبلا در بخش معرفی کنش نامبوگوتو ذکر شد، مولفه‌های ماتریس القایی را می‌توان به شکل دیگری با کمک رابطه (۵.۳) نشان داد. یعنی با توجه به شکل ماتریسی γ_{ab} معادلات قیدی چنین نوشته می‌شوند:

$$\dot{X}^2 + \Sigma^2 X'^2 = 0 \quad (54.3\text{آ})$$

$$\dot{X} \cdot X' = X' \cdot \dot{X} = 0 \quad (54.3\text{ب})$$

نکته‌ای که پیش از ادامه دادن بحث بایستی مطرح شود این است که ما به شرایط اولیه یا IC^{۱۵} هایی علاقه‌مندیم که از معادله قید استخراج شده باشد، به علاوه این IC ها باید شرایط مرزی مساله، که در این جا شرایط مرزی از نوع شرایط مرزی ریسمان باز است، را نیز ارضا کنند. همچنین با فیزیک مساله، که در این جا این طور در نظر گرفته شده که ریسمان از یک حالت اولیه شبه نقطه‌ای شروع به گسترش کرده باشد، در توافق باشد. در این صورت به این شرایط، شرایط اولیه خودسازگار^{۱۶} می‌گویند.

چون با شرایط اولیه شبه نقطه‌ای آغاز کردیم، در این صورت $X^{\mu} = \frac{\partial X^{\mu}}{\partial \sigma}$ صفر است. بدین ترتیب (۵۴.۳ب) همواره برقرار است و می‌توان نشان داد که معادله (۵۴.۳آ) برای متریک پس‌زمینه، که تا بدین جا به صورت متریک AdS-Sch در نظر گرفته شد، به معادله زیر تبدیل می‌شود:

$$f t^2 = \dot{x}^2 + \frac{\dot{t}^2}{f} \quad (55.3)$$

برای اثبات از رابطه (۵۴.۳آ) شروع می‌نماییم و این نکته نیز در نظر گرفته می‌شود که در مورد موضوع مورد بررسی، $X^{\mu} = 0$ است.

$$\dot{X} \cdot \dot{X} = 0 \quad (56.3)$$

$$\dot{X}^{\mu} \dot{X}^{\nu} G_{\mu\nu} = 0$$

از آن جا که متریک پس‌زمینه، ماتریس سه در سه قطری است بنابراین تنها عناصری در $G_{\mu\nu}$ مقدار غیر صفر دارند که بین اندیس‌های μ و ν آن‌ها رابطه $\mu = \nu$ برقرار باشد. به عبارت دیگر تنها مولفه‌های $G_{\mu\mu}$ مقدار غیر صفر دارند. بنابراین رابطه (۵۶.۳)، به صورت زیر ساده می‌گردد:

$$\dot{X}^{\mu} \dot{X}^{\mu} G_{\mu\mu} = 0 \quad (57.3)$$

$$\dot{X}^0 \dot{X}^0 G_{00} + \dot{X}^1 \dot{X}^1 G_{11} + \dot{X}^2 \dot{X}^2 G_{22} = 0$$

¹⁵Initial Condition

¹⁶Self-Consistent

۴۴ به دست آوردن معادله حرکت با استفاده از کنش پولیاکف به روش عددی

با توجه به تعریفی که برای توابع غوطه‌وری داشتیم، یعنی $X^\mu = (X^0, X^1, X^2) \equiv (t, x, u)$ پس:

$$\dot{t} \dot{t} G_{00} + \dot{x} \dot{x} G_{11} + \dot{u} \dot{u} G_{22} = 0 \quad (58.3)$$

حال نوبت به جایگذاری مولفه‌های G از رابطه (۸.۳) است. برای سادگی $f(u) \equiv f$ را در نظر می‌گیریم. با انجام این موارد، معادله (۵۸.۳) چنین نوشته می‌شود:

$$\begin{aligned} \dot{t}^2 \left(-\frac{L^2}{u^2} f\right) + \dot{x}^2 \left(\frac{L^2}{u^2}\right) + \dot{u}^2 \left(\frac{L^2}{u^2} \frac{1}{f}\right) &= 0 \\ -f \dot{t}^2 + \dot{x}^2 + \frac{1}{f} \dot{u}^2 &= 0 \end{aligned} \quad (59.3)$$

به این ترتیب به رابطه (۵۵.۳) می‌رسیم:

$$f \dot{t}^2 = \dot{x}^2 + \frac{\dot{u}^2}{f} \quad (60.3)$$

تا بدین جا شرط اولیه‌ای را یافتیم که از معادلات ساختار به دست می‌آید ولی برای یافتن شرایط اولیه خودسازگار نیاز است که بررسی کنیم که این شرط می‌تواند شرط مرزی حاصل از رابطه (۴۵.۳) را هم برآورده سازد. یادآوری می‌کنیم که رابطه مربوط به شرط مرزی به شکل زیر است:

$$\Pi_\mu^\sigma(\tau, \sigma^*) = 0 \quad (61.3)$$

اما با توجه به روابطی که برای چگالی تکانه کانونی از (۳۸.۳) به دست آوردیم می‌توان گفت که رابطه اخیر معادل این رابطه است:

$$x'(\circ, \sigma^*) = u'(\circ, \sigma^*) = t'(\circ, \sigma^*) = 0 \quad (62.3)$$

می‌توان نسبت به مولفه τ جهان سطح از این رابطه مشتق گرفت و در نتیجه شرط قوی‌تری را به دست آورد:

$$\dot{x}'(\circ, \sigma^*) = \dot{u}'(\circ, \sigma^*) = 0 \quad (63.3)$$

علاوه بر این شرط $\dot{t}'(\circ, \sigma^*) = 0$ به‌طور خودکار به‌وسیله رابطه (۵۵.۳) برقرار است. باید توجه نمود که در این رابطه مشتق نقطه‌ای در واقع مشتق نسبت به مختصه زمان گون

جهان سطح τ است. این رابطه در واقع رابطه نهایی برای شرایط اولیه خودسازگار (IC) است. رابطه (۶۳.۳) یک رابطه عام است. قدم بعدی این است که ما \dot{x} و \dot{u} را به صورت خاص تعیین نماییم. انتخاب ما برای این دو چنین است [17]:

$$\begin{aligned}\dot{x}(\circ, \sigma) &= A u_c \cos \sigma, \\ \dot{u}(\circ, \sigma) &= u_c \sqrt{f(u_c)} (1 - \cos 2\sigma)\end{aligned}\quad (۶۴.۳)$$

همان طور که گفتیم t از این رابطه و رابطه (۵۵.۳) به دست می‌آید؛ یعنی:

$$\sqrt{\left(\frac{\dot{x}}{f} + \frac{\dot{u}}{f^2}\right)} = t(\circ, \sigma) = \frac{u_c}{\sqrt{f(u_c)}} \sqrt{A^2 \cos^2 \sigma + (1 - \cos 2\sigma)^2} \quad (۶۵.۳)$$

بنابراین سه شرط اولیه خودسازگار به‌طور خاص به شکل زیر هستند:

$$\dot{x}(\circ, \sigma) = A u_c \cos \sigma \quad (۱۶۶.۳)$$

$$\dot{u}(\circ, \sigma) = u_c \sqrt{f(u_c)} (1 - \cos 2\sigma) \quad (۶۶.۳ب)$$

$$t(\circ, \sigma) = \frac{u_c}{\sqrt{f(u_c)}} \sqrt{A^2 \cos^2 \sigma + (1 - \cos 2\sigma)^2} \quad (۶۶.۳ج)$$

اما علت انتخاب IC به این شکل چیست؟ علت این است که این شرایط علاوه بر این که انرژی و تکانه ریسمان را در دو انتهایش متمرکز می‌سازند، و به این ترتیب ریسمان با طول عمر مورد دلخواه ما را تولید می‌کنند، پایدار^{۱۷} هم هستند، به این معنی که ممکن است نوعی شرایط مرزی انتخاب شود که به واسطه این شرایط ریسمان با پارازیت^{۱۸} هایی ایجاد شود [17]. در این پایان‌نامه این گونه ریسمان‌ها مورد علاقه ما نیست و سعی می‌کنیم به هر نحوی پارازیت‌ها را در ریسمان کاهش دهیم. در مقاله [15] شرایط اولیه خودسازگار به نحوی انتخاب شده که ریسمان در همان زمان‌های ابتدایی با نوسان‌هایی همراه است که بتدریج با سقوط ریسمان گسترش می‌یابند.

نکات حل عددی

برای بحث عددی از نرم‌افزار متمتیکا و از دستور NDSolve استفاده شد. آن گونه که در راهنمای دستور NDSolve آمده، ”این دستور گستره وسیعی از معادلات دیفرانسیل معمولی و علاوه بر آن خیلی از معادلات دیفرانسیل جزئی را حل می‌کند”.

¹⁷Stable

¹⁸Noise

قبلا $\Sigma(x, u)$ را در ماتریس (۴۸.۳) به کار بردیم ولی آن را معرفی نکردیم. این تابع که با نام تابع کششی^{۱۹} شناخته می‌شود، به طور کلی تابعی است از دو متغیر x و u . همچنین می‌دانیم که x و u خود تابعی از τ و σ هستند. یعنی این که مولفه‌های توابع غوطه‌وری به مختصات جهان سطح وابسته‌اند. در واقع، انتخاب متریک جهان سطح انتخاب پیمانهای است. لغت ”پیمانه” به نوعی سیستم اندازه‌گیری و یا وسیله اندازه‌گیری اشاره دارد. در فیزیک وقتی برای توضیح موضوعی روش‌های گوناگونی وجود داشته باشد و هیچ‌یک از این روش‌ها بر دیگری ارجح نباشد، در این صورت یک پیمانه انتخاب ویژه‌ای از میان تمام توصیف‌های ممکن جهت شرح موضوع است [17].

معمولا $\Sigma = 1$ انتخاب می‌گردد. این انتخاب به متریک مینکوفسکی معروف است. اما مزیت دیگر Σ این است که می‌توان آن را به نحوی انتخاب کرد که تکینگی‌های معادله حرکت را خنثی نماید، به همین دلیل انتخاب مناسب Σ به شکل زیر برای شرایط مرزی (۶۶.۳) و متریک پس‌زمینه AdS-Sch مناسب است:

$$\Sigma(x, u) = \left(\frac{1 - u/u_h}{1 - u_c/u_h} \right)^a \left(\frac{u_c}{u} \right)^b \quad (۶۷.۳)$$

در این رابطه a و b دو ثابت هستند که مقدارشان بین دو عدد ۱ و ۳ می‌باشد اما این که مقدارشان دقیقا چیست هنگام حل عددی معادلات مشخص می‌شود، یعنی زمانی که ما شرایط اولیه وابسته به u_c را تغییر می‌دهیم. اما آزادی عمل ما تنها این است که این مقادیر را بین ۱ و ۳ انتخاب کنیم. همچنین بهتر است ابتدا مقادیر صحیح را در نظر بگیریم.

در مورد اندیس‌های بالا و پایین رابطه (۲۷.۳) هم بایستی دقت داشته باشید. مثلا η^{ab} در این رابطه معکوس η_{ab} است ولی در این جا رابطه (۱۵.۳) دیگر کاملا صادق نیست. چرا که:

$$\eta_{ab} = \begin{pmatrix} -\Sigma(x, u) & \circ \\ \circ & \Sigma(x, u)^{-1} \end{pmatrix}, \eta^{ab} = \begin{pmatrix} -\Sigma(x, u)^{-1} & \circ \\ \circ & \Sigma(x, u) \end{pmatrix} \quad (۶۸.۳)$$

و این به معنای این است که:

$$\eta^{ab} \neq \eta_{ab} \quad (۶۹.۳)$$

بایستی این مورد را حتما جدی گرفت. از این لحاظ این ماتریس با ماتریس فضای مینکوفسکی (۱۴.۳) متفاوت است. ولی ویژگی مشترکی که هر دو ماتریس دارند این است که هر دو بهنجار به یک می‌باشند.

نکته دیگری که بایستی مورد توجه قرار داد این است که برای ثابت نگاه‌داشتن انرژی ریسمان روی مقدار خاصی لازم است که دو پارامتر u_c و A را در برنامه تغییر داد. ما این

¹⁹Stretching function

دو پارامتر را طوری انتخاب کردیم که $E_q \approx 100 \text{ GeV}$ باشد. جدول‌های ۲.آ با مقدار فرضی $E_q \approx 100 \text{ GeV}$ به دست آمدند.

پس از اعمال این نکات با اجرای دستور NDSolve به جواب‌های مورد نظر یعنی t و x و u می‌رسیم.

به دست آوردن انرژی و تکانه کوآرک از روی پارامترهای بعد اضافی

همان‌طور که قبلاً هم گفتیم دوگانی AdS/CFT به ما کمک می‌کند که فیزیک در یک طرف دوگانی را به طرف دیگر مرتبط سازیم. به‌طور خاص در این قسمت می‌خواهیم ببینیم که چگونه انرژی و تکانه ریسمان را می‌توان به انرژی و تکانه جفت کوآرک و پادکوآرک متناظرش مربوط کرد.

در بخش ۳.۳ با چگالی تکانه‌های مربوط به ریسمان آشنا شدیم. می‌توان نشان داد که این چگالی تکانه‌های مربوط به ریسمان توسط رابطه زیر به پارامتری در نظریه پیمانه‌ای به اسم چاربردار تکانه کوآرک-پاد-کوآرک مربوط می‌شود [17]:

$$p_\mu(t) = \int_0^\pi d\sigma \sqrt{-\eta} \Pi_\mu^t(t, \sigma) \quad (70.3)$$

اگر به این رابطه دقت کنید چگالی تکانه کانونی به دو متغیر (t, σ) وابسته است و نه به متغیرهای (τ, σ) . این به خاطر این است که ما در اینجا از پیمانه ایستا^{۲۰} استفاده نموده‌ایم. در این پیمانه $\tau = t$ است. همچنین مولفه‌های چاربردار تکانه به صورت $p_\mu = (p_0, p_1, p_2, p_3) = (p^0, p_x, p_y, p_z)$ می‌باشد. اما از قبل می‌دانیم که مولفه p^0 معادل انرژی است. این انرژی کوآرک-پاد-کوآرک در محیط QGP است. مطابق AdS/CFT، می‌توان این انرژی را به پارامترهای موجود در سمت ریسمان مرتبط کرد. در لحظه ابتدایی، زمانی که کوآرک و پادکوآرک اولیه در نقطه‌ای از QGP شروع به دور شدن از هم می‌کنند، در سمت دیگر دوگانی، ریسمانی با شرایط شبه‌نقطه‌ای خلق می‌شود. انرژی کوآرک و پادکوآرک خلق شده در آن نقطه معادل انرژی کل ریسمان خلق شده در لحظه اولیه در بعد هولوگرام است. به عبارت دیگر می‌توان گفت که انرژی ریسمان و انرژی کوآرک-پاد-کوآرک در لحظه اولیه $t = t_c = 0$ برابر است:

$$E_{\text{string}} = p^0 = -p_0 = - \int_0^\pi d\sigma \sqrt{-\eta} \Pi_t^t(0, \sigma) \quad (71.3)$$

با جایگذاری از رابطه (۴۳.۳) داریم:

$$E_{\text{string}} = - \int_0^\pi d\sigma \sqrt{-\eta} \left(\frac{\sqrt{\lambda}}{4\pi} \right) \left(- \frac{f(u_c)}{\Sigma(x_c, u_c) u_c^2} t \right) \quad (72.3)$$

²⁰Static Gauge

در این رابطه x_c و u_c به ترتیب نقطه خلق ریسمان در بعد فضایی مینکوفسکی و بعد هولوگرام است. همچنین با توجه به (۶۶.۳) مقدار $t = t(\tau = \circ, \sigma)$ را می‌توانیم جایگذاری کنیم. واضح است که دلیل این که $\tau = \circ$ است، این می‌باشد که ما در این جا از پیمانانه ایستا استفاده نمودیم.

$$\begin{aligned} E_{\text{string}} &= -\sqrt{-\eta} \left(\frac{\sqrt{\lambda}}{2\pi} \right) \left(-\frac{f(u_c)}{\Sigma(x_c, u_c) u_c^2} \right) \int_0^\pi d\sigma \dot{t}(\circ, \sigma) \\ &= -\sqrt{-\eta} \left(\frac{\sqrt{\lambda}}{2\pi} \right) \left(-\frac{f(u_c)}{\Sigma(x_c, u_c) u_c^2} \right) \int_0^\pi d\sigma \frac{u_c}{\sqrt{f(u_c)}} \sqrt{A^2 \cos^2 \sigma + (1 - \cos 2\sigma)^2} \\ &= -\sqrt{-\eta} \left(\frac{\sqrt{\lambda}}{2\pi} \right) \left(-\frac{\sqrt{f(u_c)}}{\Sigma(x_c, u_c) u_c} \right) \int_0^\pi d\sigma \sqrt{A^2 \cos^2 \sigma + (1 - \cos 2\sigma)^2} \end{aligned} \quad (۷۳.۳)$$

از طرفی $\eta = \det \eta_{ab} = 1$ و $\Sigma(x_c, u_c) = 1$ ، به ترتیب با توجه به روابط (۴۸.۳) و (۶۷.۳)، برقرار هستند. این را هم باید اضافه کنیم که می‌توانستیم انتخاب دیگری برای $\Sigma(x, u)$ داشته باشیم که در آن $\Sigma(x_c, u_c) \neq 1$ باشد. به هر حال در این جا انتخاب ما $\Sigma(x_c, u_c) = 1$ بوده است. بنابراین رابطه بالا به شکل زیر ساده می‌شود:

$$E_{\text{string}} = \left(\frac{\sqrt{\lambda}}{2\pi} \right) \left(\frac{\sqrt{f(u_c)}}{u_c} \right) \int_0^\pi d\sigma \sqrt{A^2 \cos^2 \sigma + (1 - \cos 2\sigma)^2} \quad (۷۴.۳)$$

همان‌طور که قبلاً گفته شد، با توجه به رابطه (۷۱.۳)، انرژی ریسمان برابر انرژی جفت کوارک-پاد-کوارک است. اما آنچه که ما برای ما اهمیت دارد این است که انرژی کوارک یا پادکوارک در طرف نظریه پیمانانه‌ای چیست؟ با توجه به تقارنی که در این مساله داشتیم می‌توان حدس زد انرژی کوارک یا پادکوارک باید نصف انرژی ریسمان که در فضای AdS باشد. یعنی:

$$E_q \equiv \frac{1}{2} E_{\text{string}} \quad (۷۵.۳)$$

اندیس q از اول کلمه "quark" گرفته شده است. به همین صورت می‌توان تکانه مربوط به کوارک یا پادکوارک را به دست آورد. البته تفاوتی که در این جا نسبت به رابطه مربوط به انرژی وجود دارد این است که ما بایستی از مولفه مکانی چگالی تکانه کانونی انتگرال بگیریم. همچنین می‌توان از همان ابتدا انتگرال را از صفر تا $\frac{\pi}{2}$ ، به جای از صفر تا π در نظر بگیریم.

در این صورت با روندی مشابه به تکانه کوآرک دست می‌یابیم.

$$\begin{aligned} \int_0^{\frac{\pi}{\sqrt{2}}} d\sigma \sqrt{-\eta} \Pi_x^T(\circ, \sigma) &= \int_0^{\frac{\pi}{\sqrt{2}}} d\sigma \sqrt{-\eta} \left(\frac{\sqrt{\lambda}}{\sqrt{2}\pi} \frac{1}{\Sigma(x_c, u_c) u_c^{\sqrt{2}}} A u_c \cos(\sigma) \right) \\ &= \frac{\sqrt{\lambda}}{\sqrt{2}\pi} \frac{1}{u_c} \frac{A}{\Sigma(x_c, u_c)} \int_0^{\frac{\pi}{\sqrt{2}}} d\sigma \cos(\sigma) \quad (76.3) \\ &= \frac{\sqrt{\lambda}}{\sqrt{2}\pi} \frac{1}{u_c} \frac{A}{\Sigma(x_c, u_c)} (\sin(\sigma)) \Big|_0^{\frac{\pi}{\sqrt{2}}} = P_q \end{aligned}$$

نکته بعدی مورد بررسی، اثبات ریاضی این موضوع است که چرا تکانه کلی کوآرک-پاد-کوآرک صفر است. برای این امر کافی است که از همان مولفه مکانی چگالی تکانه کانونی از صفر تا π انتگرال بگیریم. این به معنای آن است که در محاسبه تکانه در طرف نظریه پیمانهای، تکانه پادکوآرک را هم در نظر بگیریم. در این صورت داریم:

$$\begin{aligned} p_x &= \int_0^{\pi} d\sigma \sqrt{-\eta} \Pi_x^T(\circ, \sigma) \\ &= \int_0^{\pi} d\sigma \sqrt{-\eta} \left(\frac{\sqrt{\lambda}}{\sqrt{2}\pi} \frac{1}{\Sigma(x_c, u_c) u_c^{\sqrt{2}}} A u_c \cos(\sigma) \right) \quad (77.3) \\ &= \frac{\sqrt{\lambda}}{\sqrt{2}\pi} \frac{1}{u_c} A \int_0^{\pi} d\sigma \cos(\sigma) = \frac{\sqrt{\lambda}}{\sqrt{2}\pi} \frac{1}{u_c} A (\sin(\sigma)) \Big|_0^{\pi} = 0 \end{aligned}$$

این رابطه بیان می‌کند تکانه کوآرک-پاد-کوآرک در راستای بعد مکانی مینکوفسکی، صفر است. یعنی با توجه به انتخابی که داشتیم تقارن در حرکت کوآرک و پادکوآرک در راستای تک بعد مینکوفسکی وجود دارد.

کمیت دیگری به اسم ویژگی‌های مجازی^{۲۱} جت وجود دارد که از اختلاف مجذور انرژی کوآرک و مجذور تکانه آن به دست می‌آید و رابطه آن چنین است:

$$Q^{\sqrt{2}} \equiv E_q^{\sqrt{2}} - P_q^{\sqrt{2}} \quad (78.3)$$

توجه داشته باشید که ما اختلاف $E_q^{\sqrt{2}}$ و $P_q^{\sqrt{2}}$ را به عنوان قرارداد فیزیک ذرات بنیادی پذیرفتیم [17] گرچه این قرارداد علامت ممکن بود به گونه‌ای دیگر باشد.

۴.۳ سقوط ریسمان با شرایط پادمتقارن

شکل ۳.۲ شکلی است که با توجه به شرایط اولیه متقارن^{۲۲} (۶۶.۳) به دست آمد. خروجی این شرایط اولیه سقوط ریسمانی بود که دو انتهایش به طور متقارن از هم دور می‌شدند. حال

²¹Virtuality

²²Symmetric

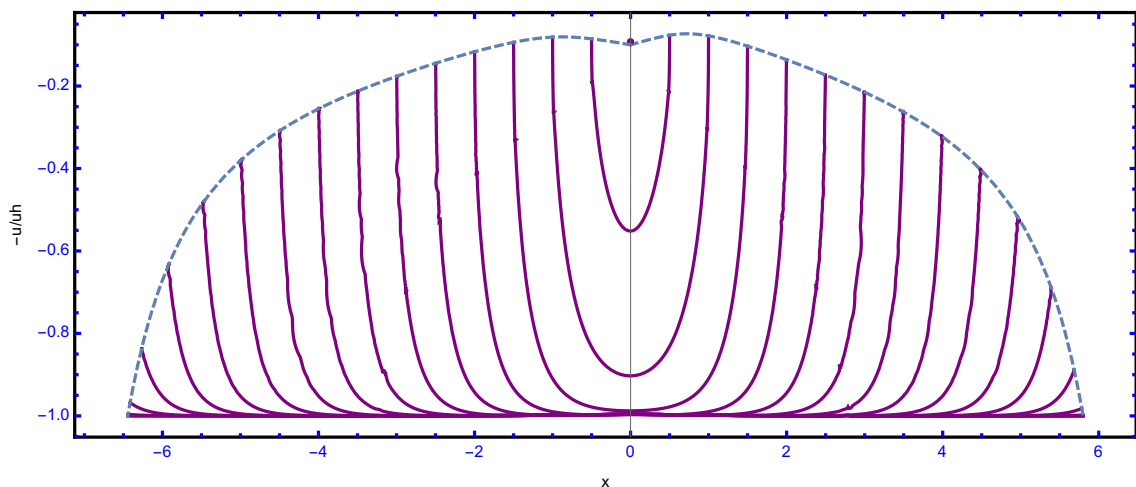
می‌خواهیم نمونه‌ای دیگر از شرایط اولیه را در نظر بگیریم که در آن دو انتهای ریسمان به‌طور متقارن از هم دور نمی‌شوند. این شرایط را با توجه به مقاله [۱۴] در نظر گرفتیم. این شرایط اولیه این‌گونه انتخاب شدند:

$$\begin{aligned} u_c &= \frac{1}{10} u_h, \\ \dot{x} &= 30 u_c \left(\cos \sigma + \frac{3}{10} \cos 3\sigma - \frac{1}{25} \right), \\ \dot{u} &= u_c \sqrt{f(u_c)} \left(\frac{1}{4} - 2 \cos 4\sigma - \frac{1}{3} \cos 5\sigma \right) \end{aligned} \quad (79.3)$$

همچنین برای $\Sigma(x, u)$ شکل جدیدی به‌صورت زیر انتخاب گردید:

$$\Sigma(x, u) = \left(1 + \left(\frac{x}{\pi T} \right)^2 \right)^m \left(\frac{1 - u/u_h}{1 - u_c/u_h} \right)^a \left(\frac{u_c}{u} \right)^b \quad (80.3)$$

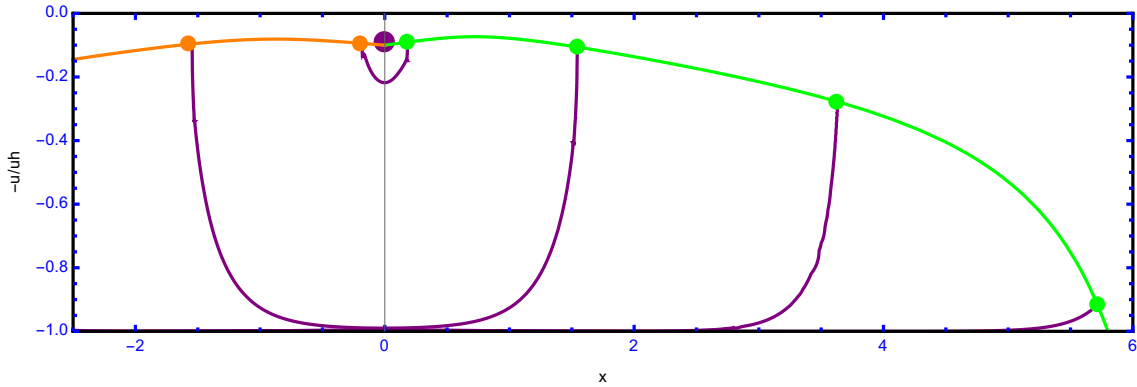
که برای شرایط اولیه (79.3) مقادیر $a = 2$ ، $b = 1$ ، و $m = 0.7$ شکل سقوط ریسمان به خوبی به‌دست آمد. شکل ۱.۳ سقوط ریسمان را نشان می‌دهد.



شکل ۱.۳: این شکل سقوط ریسمان، با شرایط اولیه پادمقارن را توسط رابطه (79.3) نشان می‌دهد.

تفاوت‌های این شکل با حالت متقارن که در شکل ۳.۲ نشان داده شده است این است که دو انتهای ریسمان در فاصله‌های متفاوتی نسبت به مبدا به درون افق رویداد سیاه‌چاله می‌افتد. همچنین در زمان‌های اولیه مسیر ژئودزیک دو انتهای ریسمان تقعرش عوض می‌شود، یعنی از یک نقطه کمینه به یک نقطه بیشینه می‌رسد و مجدداً به سمت افق رویداد سیاه‌چاله سقوط می‌کند.

آیا در روی ریسمان در حال سقوط افق تشکیل می‌شود؟ ۵۱

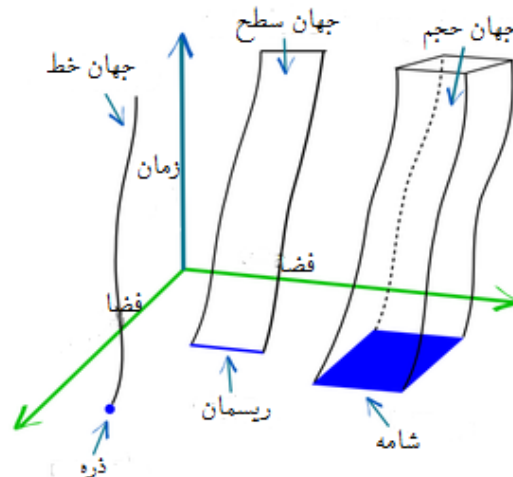


شکل ۲.۳: این شکل سقوط ریسمان با شرایط اولیه پادمتقارن و با توجه به مقاله [۱۴] می‌باشد. در این شکل ریسمان‌ها فقط برای چهار زمان متوالی $\frac{1}{\delta\pi T}$ ، $\frac{1}{\pi T}$ ، $\frac{4}{\pi T}$ و $\frac{6}{\pi T}$ رسم شده‌اند.

۵.۳ آیا در روی ریسمان در حال سقوط افق تشکیل می‌شود؟

در این بخش می‌خواهیم راجع به امکان وجود افق، بر روی جهان سطح ریسمان توضیح بدهیم. قبل از آن ابتدا مفهوم جهان سطح و افق را به طور جداگانه بیان می‌شود. سپس روند عددی برای بررسی این مفهوم را بیان می‌نماییم.

همان‌طور که در شکل ۳.۳ مشاهده می‌کنید، سه موجود به نام‌های ذره، ریسمان و شامه نشان داده شده است. این سه موجود با سه چیز دیگر به ترتیب به نام‌های جهان خط، جهان سطح و جهان حجم مرتبط شدند. ارتباط این دو دسته این‌گونه است که گسترش و تحول سه موجود اولیه، سه موجود دیگر را می‌سازد. به طور مختصر می‌توان گفت که ردیک موجود به نام ریسمان در یک راستای فضا-زمان، جهان سطح را می‌سازد و ...



شکل ۳.۳: این شکل تصویر تحول فضا-زمانی سه موجود را نشان می‌دهد که سبب ایجاد جهان خط و جهان سطح و جهان حجم شدند.

افق رویداد سیاه‌چاله مرزی است در فضا-زمان، که ارتباطی میان ناحیه درون این مرز و بیرون این مرز وجود ندارد. به بیان دیگر، ناظر بیرونی از این‌که درون سیاه‌چاله چه اتفاقی

می‌افتد، بی‌اطلاع است.

در AdS/CFT زمانی که دما را هم در نظر می‌گیریم، خودبه‌خود سیاه‌چاله‌ها وارد می‌شوند و به این ترتیب حداقل یک افق رویداد در مساله خواهیم داشت. اما آنچه که در این جا به دنبال آن هستیم این است که آیا این امکان وجود دارد که علاوه بر افق رویداد سیاه‌چاله، افق دیگری در مساله و در مسیر گسترش ریسمان، یا به عبارتی دیگر روی جهان سطح ریسمان وجود داشته باشد. برای درک این موضوع روش کار عددی این است که بررسی کنیم که آیا مولفه زمانی مربوط به جهان سطح تغییر علامت می‌دهد یا نه؟ ما این کار را برای شرایط اولیه مختلف و دو مقدار انرژی اولیه $E_q = 100 \text{ GeV}$ امتحان کردیم، اما تغییر علامتی مشاهده نشد.

بررسی متریک القایی

در این بخش می‌خواهیم متریک القایی برحسب مختصات روی جهان سطح را بررسی نماییم. برای این کار ابتدا مولفه‌های متریک پس‌زمینه را در نظر می‌گیریم. این مولفه‌ها عبارتند از:

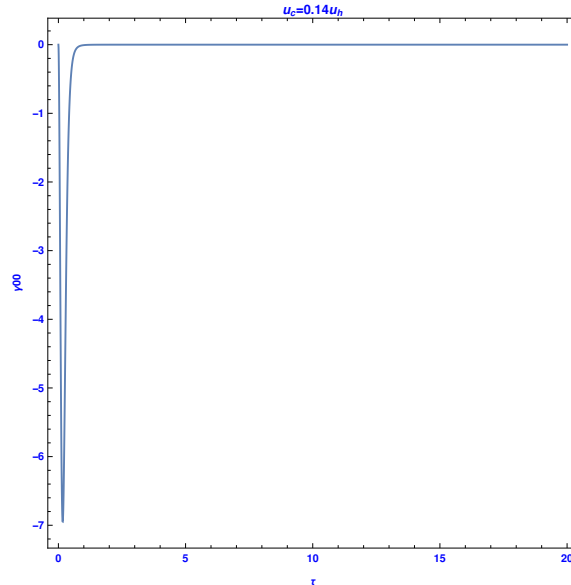
$$\begin{aligned} G_{tt} &= -f(u) \frac{L^2}{u^2} = G_{00} \\ G_{xx} &= \frac{L^2}{u^2} = G_{11} \\ G_{uu} &= \frac{1}{f(u)} \frac{L^2}{u^2} = G_{22} \end{aligned} \quad (81.3)$$

از تعریف $\gamma \equiv -\det \gamma_{ab}$ ، با توجه به اینکه مقادیر a و b می‌توانند τ یا σ باشند، مولفه‌های متریک القایی به صورت ذیل به دست می‌آیند:

$$\begin{aligned} \gamma_{\tau\tau} &= G_{tt} \partial_\tau t \partial_\tau t + G_{xx} \partial_\tau x \partial_\tau x + G_{uu} \partial_\tau u \partial_\tau u = \gamma_{00} \\ \gamma_{\tau\sigma} &= \gamma_{\sigma\tau} = G_{tt} \partial_\tau t \partial_\sigma t + G_{xx} \partial_\tau x \partial_\sigma x + G_{uu} \partial_\tau u \partial_\sigma u = \gamma_{01} = \gamma_{10} \\ \gamma_{\sigma\sigma} &= G_{tt} \partial_\sigma t \partial_\sigma t + G_{xx} \partial_\sigma x \partial_\sigma x + G_{uu} \partial_\sigma u \partial_\sigma u = \gamma_{11} \end{aligned} \quad (82.3)$$

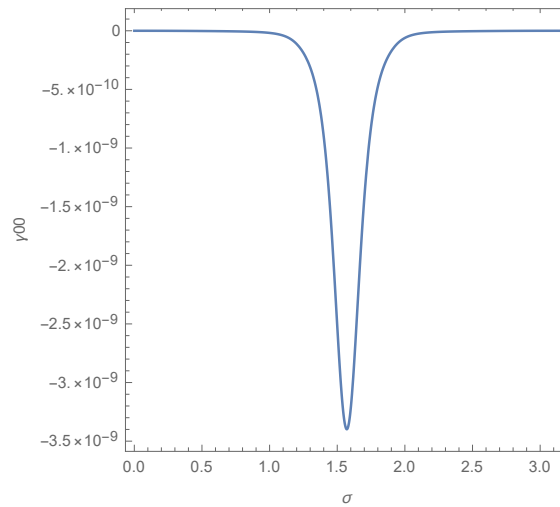
آن چه که در این جا اهمیت دارد مولفه γ_{00} می‌باشد. پس از نوشتن رابطه γ_{00} در برنامه متمتیکا، نوبت به رسم آن بر حسب پارامترهای مختلف است.

در شکل ۴.۳، γ_{00} را بر حسب مختصه زمان گونه τ را برای ریسمانی که از نقطه $u_c = 0.14 u_h$ رها شده، رسم کردیم. توجه نمایید که ریسمان در نظر گرفته شده دوگان جت کوارکی با انرژی $E_q \cong 100 \text{ GeV}$ می‌باشد. مطابق شکل، γ_{00} در هیچ کجا مقداری بزرگتر از صفر ندارد. ممکن است که در نزدیکی نقطه $(0, 0)$ نمودار، مقدار γ_{00} کمی بالاتر از خط افق و مثبت باشد. ولی اگر دقت برنامه را بالا ببرید، این مقدار مثبت دیگر ظاهر نمی‌گردد. علت این است که احتمالاً این مقدار مثبت کوچک در نزدیکی مبدا به دلیل وجود خطاهای عددی ظاهر می‌گردد که با افزایش دقت برنامه از بین می‌رود. این نمودار برای چندین پیکربندی دیگر نیز رسم شد و به

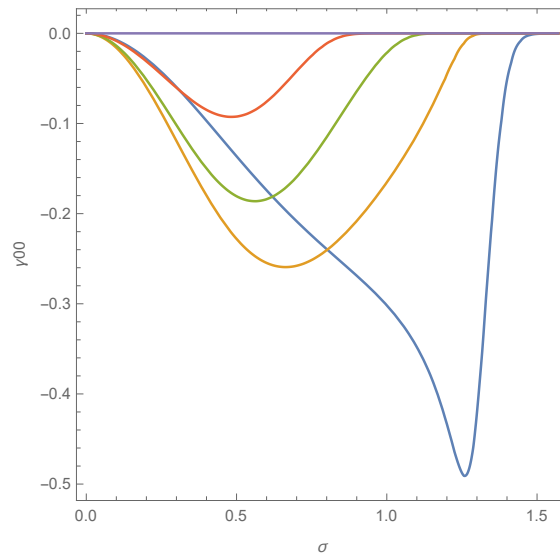


شکل ۴.۳: شکل مقابل رفتار γ_{00} یا همان مولفه اول (۸۲.۳) را بر حسب مختصه زمان گونه τ به ازای $u_c = 0.14 u_h$ و $E_q \cong 100 \text{ GeV}$ نشان می‌دهد. این شکل سطح جانبی ریسمان در $\sigma = \frac{\pi}{4}$ است.

نتیجه مشابه‌ای دست یافتیم. در هیچ یک از موارد مقدار مثبتی برای γ_{00} پیدا نشد. اما علاوه بر این، برای اطمینان خاطر نمودارهای γ_{00} بر حسب مولفه دیگر جهان سطح یعنی σ و همچنین بر حسب مختصه زمانی مینکوفسکی یعنی t رسم شد و مقدار مثبتی را مشاهده نکردیم. مورد اول را در ۵.۳ و مورد دوم را در شکل ۶.۳ ملاحظه می‌کنید. این شکل تحول γ_{00} را در چند زمان متفاوت نشان می‌دهد. تفاوت اصلی این نمودار با دو نمودار قبلی در این است که در این مورد ابتدا γ_{00} که قبلاً بر حسب (τ, σ) بوده بر حسب (t, σ) تبدیل نمودیم و سپس رفتار آن را بر حسب مختصه σ رسم کردیم.



شکل ۵.۳: رفتار γ_{00} نسبت به مختصه σ جهان سطح را نشان می‌دهد. در این جا σ از $[0, \pi]$ کشیده شده است و انرژی همچنان برابر $E_q \cong 100 \text{ GeV}$ است. در این روابط نیز هیچ‌گونه مقدار مثبتی برای γ_{00} مشاهده نشد.



شکل ۶.۳: رفتار γ_{00} نسبت به مختصه σ در چند زمان متوالی نشان داده شده است. مراحل رسم این نمودار به این صورت بوده که ابتدا $\gamma_{00}(\tau, \sigma)$ به $\gamma_{00}(t, \sigma)$ تبدیل کردیم و سپس $\gamma_{00}(t, \sigma)$ برحسب مختصه σ رسم نمودیم. در این نمودار شرایط اولیه مشابه دو نمودار قبلی است. همان‌طور که ملاحظه می‌کنید در این نمودار هم نیز، همواره مقدار کوچکتر و مساوی صفر برای مولفه γ_{00} به ازای تمامی مقادیر σ وجود دارد.

فصل ۴

اثر تصحیحات گاوس بونت

۱.۴ معرفی کنش GB

در فصل گذشته دو کنش به نام‌های کنش نامبوگوتو و کنش پولیاکف را معرفی شد. این دو کنش مربوط به نظریه ریمان هستند. اکنون می‌خواهیم کنشی به نام کنش هیلبرت اینشتین^۱ را معرفی کنیم. این کنش در نسبت عام منجر به معادلات میدان اینشتین می‌شود. این معادله را قبلاً در فصل دوم و در رابطه (۳.۲) معرفی کردیم. اما آن‌چه که برای ما اهمیت دارد بررسی تصحیحاتی به نام تصحیحات گرانشی مراتب بالا روی این کنش است. می‌خواهیم اثر این تصحیحات را برای نوعی از تصحیحات به نام تصحیح \mathcal{R}^2 بررسی نمایم.

ما برای بررسی تصحیحات \mathcal{R}^2 از مقاله‌های [18] و [19] استفاده کردیم. روش کار این است که مطابق فصل گذشته از رابطه مربوط به کنش شروع کنیم با این تفاوت که در این جا جمله مربوط به تصحیحات گاوس بونت یا به‌طور خلاصه GB^۲ را هم بایستی در نظر بگیریم. سپس لاگرانژی را از درون این کنش بیرون می‌کشیم و معادله حرکت را به دست می‌آوریم. در مقاله [19] نتیجه هر دو تصحیح روی مولفه‌های متریک پس‌زمینه به علاوه تغییری که این تصحیحات روی دمای پلازما می‌گذارد و سایر چیزهای مربوط به این تصحیحات آورده شده است. همان‌طور که قبلاً هم دیدم دما پلازما در حالت تعادلی خود با رابطه (۱.۲) داده

¹Hilbert Einstein

²Gauss-Bonnet

می‌شود. جهت یادآوری، این معادله را بازنویسی می‌کنیم:

$$T \equiv \frac{1}{\pi u_h} \quad (1.4)$$

شکل متریک AdS-Sch در رابطه (۵.۲) داده شده که در آن مولفه‌های متریک به صورت زیر بودند ($L = 1$):

$$\begin{aligned} G_{tt} &= -f(u) \frac{1}{u^2} \\ G_{xx} &= \frac{1}{u^2} \\ G_{uu} &= \frac{1}{f(u)} \frac{1}{u^2} \end{aligned} \quad (2.4)$$

و $f(u) = 1 - \left(\frac{u}{u_h}\right)^4$ است. تصحیح \mathcal{R}^2 روی این مولفه‌ها سبب ایجاد تغییرات زیر می‌گردد:

$$\begin{aligned} G_{tt}^{\mathcal{R}^2} &= -N \frac{1}{u^2} h(u) \\ G_{xx}^{\mathcal{R}^2} &= \frac{1}{u^2} \\ G_{uu}^{\mathcal{R}^2} &= \frac{1}{u^2 h(u)} \end{aligned} \quad (3.4)$$

که در آن $h(u)$ برابر است با [18, 19]:

$$\begin{aligned} h(u) &= \frac{1}{2\lambda_{GB}} \left[1 - \sqrt{1 - 4\lambda_{GB} \left(1 - \left(\frac{u}{u_h}\right)^4\right)} \right] \\ N &= \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 - 4\lambda_{GB}}\right) \end{aligned} \quad (4.4)$$

همان‌طور که مشاهده می‌کنید در رابطه اخیر پارامتری به نام ثابت جفت‌شدگی گاوس بونت یا λ_{GB} وجود دارد. نشان می‌دهیم که این رابطه چنانچه $\lambda_{GB} \ll 1$ باشد به همان متریک AdS-Sch تبدیل می‌شود، برای این کار از بسط دو جمله‌ای استفاده می‌کنیم:

$$\begin{aligned} h(u) &= \frac{1}{2\lambda_{GB}} \left[1 - \left(1 - 4\lambda_{GB} \left(1 - \left(\frac{u}{u_h}\right)^4\right)\right)^{\frac{1}{2}} \right] \\ &= \frac{1}{2\lambda_{GB}} \left[1 - \left(1 - \frac{4\lambda_{GB}}{2} \left(1 - \left(\frac{u}{u_h}\right)^4\right) + \dots \right) \right] \end{aligned} \quad (5.4)$$

با ساده‌سازی و صرف‌نظر کردن از جملات مرتبه‌های بالا داریم:

$$\begin{aligned} h(u) &= \frac{1}{2\lambda_{GB}} \left[2\lambda_{GB} \left(1 - \left(\frac{u}{u_h} \right)^4 \right) \right] \\ &= 1 - \left(\frac{u}{u_h} \right)^4 \end{aligned} \quad (۶.۴)$$

که همان متریک AdS-Sch است.

همان‌طور که گفتیم علاوه بر مولفه‌های متریک دمای پلازما نیز تصحیح می‌شود:

$$T_{GB} = \frac{\sqrt{N}}{\pi u_h}. \quad (۷.۴)$$

اندیس GB بدین معناست که تصحیح \mathcal{R}^2 روی دما اعمال شده است.

۲.۴ معادله‌های حرکت

در این قسمت می‌خواهیم ببینیم که با در نظر گرفتن تصحیح \mathcal{R}^2 شکل معادله حرکت (۲۷.۳) چه تغییری می‌کند و سپس جواب‌های این معادله را با استفاده از برنامه متمتیکا به دست می‌آوریم. در این رابطه پارامترهای مربوط به متریک پس‌زمینه تغییر می‌کنند، بنابراین معادله کلی حرکت به این شکل تصحیح می‌شود:

$$\partial_a[\sqrt{-\eta} \eta^{ab} G_{\mu\nu}^{\mathcal{R}^2} \partial_b X^\nu] = \frac{1}{\mathcal{V}} \sqrt{-\eta} \eta^{ab} \frac{\partial G_{\nu\rho}^{\mathcal{R}^2}}{\partial X^\mu} \partial_a X^\nu \partial_b X^\rho \quad (۸.۴)$$

تفاوت این معادله با رابطه (۲۷.۳) تنها در تعریف متریک پس‌زمینه است ($L = 1$):

$$G_{\mu\nu}^{\mathcal{R}^2} = \frac{1}{u^{\mathcal{V}}} \begin{pmatrix} -N h(u) & \circ & \circ \\ \circ & 1 & \circ \\ \circ & \circ & \frac{1}{h(u)} \end{pmatrix} \quad (۹.۴)$$

مشابه فصل گذشته ابتدا طرفین معادله (۸.۴) را به صورت جداگانه به ازای مقادیر مختلف μ در نظر می‌گیریم، سپس آن‌ها را دوبه‌دو برابر هم قرار می‌دهیم. طرف چپ معادله حرکت را

به شکل زیر می‌توان نوشت:

$$\text{Left}|_{\mu=0} \equiv -\sqrt{-\eta} (\partial_\tau(G_{00}^{\mathcal{R}\gamma} t) - \partial_\sigma(G_{00}^{\mathcal{R}\gamma} t')) \quad (10.4\text{آ})$$

$$\text{Left}|_{\mu=1} \equiv -\sqrt{-\eta} (\partial_\tau(G_{11}^{\mathcal{R}\gamma} x) - \partial_\sigma(G_{11}^{\mathcal{R}\gamma} x')) \quad (10.4\text{ب})$$

$$\text{Left}|_{\mu=2} \equiv -\sqrt{-\eta} (\partial_\tau(G_{22}^{\mathcal{R}\gamma} u) - \partial_\sigma(G_{22}^{\mathcal{R}\gamma} u')) \quad (10.4\text{ج})$$

سپس طرف راست را در نظر می‌گیریم:

$$\text{Right} \equiv -\frac{1}{\gamma} \sqrt{-\eta} ((t^\gamma - t'^\gamma) \frac{\partial G_{00}^{\mathcal{R}\gamma}}{\partial X^\mu} + (x^\gamma - x'^\gamma) \frac{\partial G_{11}^{\mathcal{R}\gamma}}{\partial X^\mu} + (u^\gamma - u'^\gamma) \frac{\partial G_{22}^{\mathcal{R}\gamma}}{\partial X^\mu}) \quad (11.4)$$

این رابطه را به‌ازای مقادیر مختلف $\mu = 0, 1, 2$ نیز می‌توان نوشت. پس از حل معادلات می‌توانیم مجدداً شکل ریسمان و سایر شکل‌هایی را که در فصل‌های گذشته از معادلات به دست می‌آمد با حضور تصحیحات بررسی کنیم. علاوه بر معادلات حرکت، شرایط مرزی نیز تغییر می‌کنند. برای یافتن شرایط مرزی در حضور تصحیحات GB، معادله (۹.۳) به شکل زیر نوشته می‌شود ($X' = 0$):

$$\dot{X}^\gamma = 0$$

$$\dot{X} \cdot \dot{X} = 0 \quad (12.4)$$

$$\dot{X}^\mu \dot{X}^\nu G_{\mu\nu}^{\mathcal{R}\gamma} = 0$$

چون $G_{\mu\nu}^{\mathcal{R}\gamma}$ قطری است آنگاه برای $\mu = \nu$ مولفه‌های آن غیرصفر است.

$$\dot{X}^\gamma = 0$$

$$\dot{X} \cdot \dot{X} = 0 \quad (13.4)$$

$$\dot{X}^\mu \dot{X}^\mu G_{\mu\mu}^{\mathcal{R}\gamma} = 0$$

با توجه به $X^\mu = (t, x, u)$ و مولفه‌های ماتریس (۹.۴)، داریم:

$$t \dot{t} G_{tt} + x \dot{x} G_{xx} + u \dot{u} G_{uu} = 0$$

$$t^\gamma (-Nh(u)) + x^\gamma (1) + u^\gamma \left(\frac{1}{h(u)}\right) = 0 \quad (14.4)$$

بنابراین:

$$Nh(u)t^\gamma = \dot{x}^\gamma + \frac{\dot{u}^\gamma}{h(u)} \quad (15.4)$$

و شرایط مرزی جدید به صورت زیر است:

$$\begin{aligned} \dot{x}(\sigma, \sigma) &= u_c A \cos \sigma \\ \dot{u}(\sigma, \sigma) &= u_c \sqrt{h(u)} (1 - \cos 2\sigma) \\ \dot{t}(\sigma, \sigma) &= \frac{u_c}{\sqrt{Nh(u)}} \sqrt{A^2 \cos^2 \sigma + (1 - \cos 2\sigma)^2} \end{aligned} \quad (16.4)$$

۳.۴ نتایج عددی و شکل‌ها

رفتار x_{therm} با اعمال تصحیحات گaus بونت

در این بخش می‌خواهیم راجع به نتایج عددی پس از اعمال تصحیحات گaus بونت صحبت کنیم. به طور دقیق‌تر، ما در این جا دو تصحیح $\lambda_{GB} = +\circ/1$ و $\lambda_{GB} = -\circ/1$ را در نظر می‌گیریم و سپس نتایج این تصحیحات را با هم و با حالت بدون اعمال تصحیح مقایسه می‌نماییم ($\lambda_{GB} = \circ/0$). پس از اعمال این تصحیح در رابطه با طول توقف^۳ یا x_{therm} به نتایج زیر دست یافتیم.

جدول ۱.۴: جدول مقادیر x_{therm} برحسب سه مقدار λ_{GB} . در به دست آوردن این مقادیر فرض شده که انرژی کوارک برابر $E_q = 100 \text{ GeV}$ و دمای پلاسما برابر 350 MeV می‌باشد. تمام مقادیر این جدول به fm تبدیل شده است.

u_c	x_{therm}		
	$\lambda_{GB} = -\circ/1$	$\lambda_{GB} = \circ/0$	$\lambda_{GB} = +\circ/1$
$\circ/02$	$\circ/47$	$\circ/42$	$\circ/36$
$\circ/04$	$\circ/80$	$\circ/71$	$\circ/61$
$\circ/06$	$1/29$	$\circ/93$	$\circ/80$

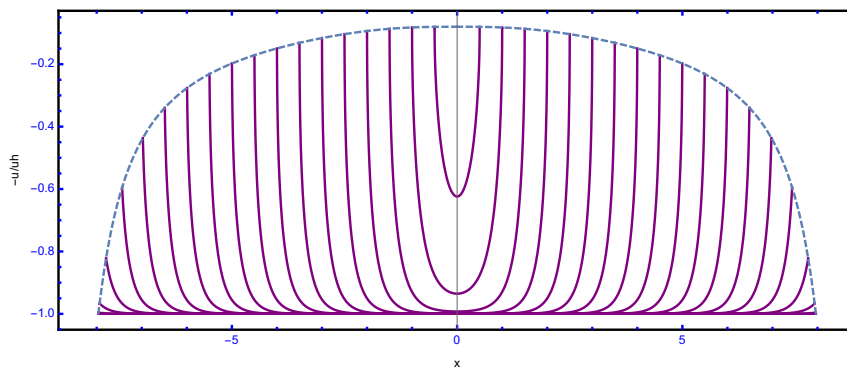
چنانچه در جدول ۱.۴ مشاهده می‌کنید، در تصحیح مثبت GB، طول توقف نسبت به دو حالت تصحیح منفی و تصحیح صفر (عدم حضور تصحیح GB) کاهش می‌یابد. یعنی با در نظر گرفتن تصحیح گرانشی مثبت گaus بونت، کوارک یا پادکوارک در فاصله نزدیک‌تری از نقطه آغازین خود در پلاسما متوقف می‌گردد.

نتیجه ۱.۳.۴ (اعمال تصحیحات GB روی طول توقف). طول توقف کوارک‌های سبک در پلاسما کوارک گلوئون تحت تاثیر ضریب λ_{GB} تصحیحات گaus بونت است به طوری که هر چه این ضریب مقدار مثبت و قابل قبول بزرگ‌تری داشته باشد، آنگاه طول توقف کوارک‌ها، کوتاه‌تر می‌شود.

³Thermalization Distance

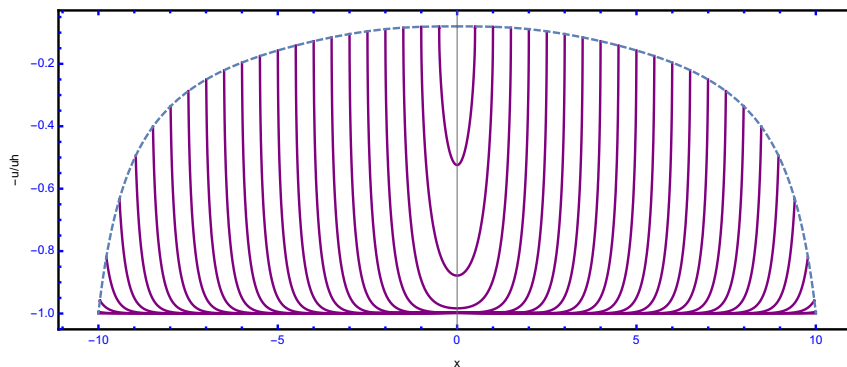
شکل سقوط ریسمان در پس زمینه AdS-Sch با حضور تصحیح \mathcal{R}^2

شکل‌های ۱.۴ و ۲.۴ مربوط به سقوط ریسمان با شرایط اولیه یکسان برای زمانی که λ_{GB} برابر $+0/1$ و $-0/1$ می‌باشد، رسم شده است. از مقایسه دو شکل ملاحظه می‌شود که فاصله x_{therm} برای حالتی که $\lambda_{GB} = +0/1$ در نظر گرفته شده است، نسبت به حالتی که تصحیح $\lambda_{GB} = -0/1$ است، کمتر است. این موضوع در توافق با جدول ۱.۴ است. در مورد هر دو شکل شرایط اولیه $u_c = 0/0.8u_h$ و $T = 0/350 GeV$ است.



شکل ۱.۴: شکل ریسمان با حضور تصحیح \mathcal{R}^2 . این شکل با فرض $\lambda_{GB} = +0/1$ رسم شده است.

همان‌طور که ملاحظه می‌کنید، در شکل دوم تعداد ریسمان‌ها نسبت به شکل اول بیشتر است و این یعنی زمان سقوط در مورد شکل ۲.۴ نسبت به شکل ۱.۴ بیشتر است.



شکل ۲.۴: شکل ریسمان با حضور تصحیح \mathcal{R}^2 . این شکل با فرض $\lambda_{GB} = -0/1$ رسم شده است.

فصل ۵

خلاصه و نتیجه‌گیری

۱.۵ خلاصه

در این پایان‌نامه هدف بررسی پدیده جت‌ها در محیط پلاسمای کوارک گلوئون (QGP) با استفاده از روش هولوگرافی یا AdS/CFT بوده است.

محیط پلاسمای کوارک و گلوئون به طور مصنوعی در آزمایش‌های یون سنگین و در برخورد یون‌های طلا و سرب با سرعت بالا با یکدیگر به دست می‌آیند. این طور فرض می‌شود که جهان در زمان‌های اولیه پس از مه‌بانگ به صورت حالتی از پلاسمای کوارک و گلوئون بوده است. طبق اصل حبس‌شدگی، تنها در این فاز است که می‌توان کوارک‌ها و گلوئون‌ها را آزادانه بررسی کرد.

برای بررسی فیزیک ابعاد ریز چندین روش وجود دارد که از میان آن‌ها روش هولوگرافی یا AdS/CFT برگزیده شد. به این دلیل که این روش یک فیزیک با جفت‌شدگی قوی را به یک فیزیک با جفت‌شدگی ضعیف ارتباط می‌دهد. همچنین می‌توان آن‌را برای مسائل دینامیکی از جمله سقوط ریسمان در بعد هولوگرام، به کار برد.

فضای AdS یک فضای ده‌بعدی است که سه بعد آن مینکوفسکی، یک بعد زمانی، یک بعد هولوگرام و پنج بعد دیگر آن به صورت فشرده می‌باشند. قسمت CFT هم شامل پلاسمای ابرتقارنی یانگ‌میلز $\mathcal{N} = 4$ است.

از آن‌جا که ابعاد ریز خیلی دور از دسترس فناوری‌های امروزی بشر هستند برای بررسی

این ابعاد روش‌های اندکی وجود دارد. یکی از این روش‌ها بررسی جت‌کوآرک‌هایی است که از درون سوپ‌کوآرک و گلوئون خارج می‌شوند و پس از هادرون‌سازی مشاهده آن‌ها امکان‌پذیر است.

جت‌ها بسته به این‌که در چه سطحی در نظر گرفته شوند، تعریف‌های مختلفی دارند. در تعریف آزمایشگاهی، آن‌ها را خوشه‌ای از ذرات که از درون مخروطی با زاویه معین θ خارج می‌شوند، در نظر می‌گیرند. اما دو تعریف پدیده‌شناسانه‌ای در مقاله [17] معرفی شده است. یکی دیدگاه Δx و دیگری دیدگاه Δu می‌باشد.

در دیدگاه Δx قسمتی از ریسمان به فاصله Δx از انتهای ریسمان را جت می‌نامیم. این قسمت کوچکتر از نصف ریسمان است. در دیدگاه Δu قسمتی از ریسمان را که بالاتر از یک خط برش $u = u_*$ است جت می‌نامیم. جت‌ها به دلایل مختلف مهم هستند:

- از آن‌جایی که ابعاد ریز دور از دسترسند و روش‌های بررسی اندک هستند، بنابراین بررسی جت‌ها، مفید است.
- پدیده‌های دیگری از جمله طول توقف کوآرک وابسته به تعریف دقیقی از جت‌ها می‌باشند.
- در زمان‌های اولیه، این‌طور حدس زده می‌شود که عالم به صورت حالتی از پلاسمای کوآرک-گلوئون بوده است، به این دلیل اگر بتوان فیزیک جت‌ها را درک کرد، آن‌گاه می‌توان از زمان‌های اولیه عالم هم آگاهی پیدا کرد.

در ابعاد ریز دو نوع ثابت جفت‌شدگی به نام‌های g_{YM} و N_c وجود دارد که به تنهایی مفید نیستند. چرا که g_{YM} با تغییرات انرژی رابطه دارد به طوری که هر چه انرژی بیشتر شود g_{YM} کمتر می‌شود و برعکس. همچنین N_c تعداد رنگ نظریه است که به سمت بی‌نهایت میل می‌کند. اما توفت ثابت جدیدی به نام خودش را معرفی کرد که با دو ثابت قبلی به صورت $\lambda = g_{YM} N_c^2$ رابطه دارد. این ثابت مقدار محدودی دارد.

همچنین متریک مورد استفاده در این پایان‌نامه متریک AdS-Sch بوده است که آن‌را در رابطه (۵.۲) معرفی کردیم.

فیزیک مساله هم این‌طور است که یک کوآرک و یک پادکوآرک در یک نقطه خلق می‌شوند، سپس این کوآرک و پادکوآرک در محیط پلازما از یکدیگر دور می‌گردند و به دلیل برهم‌کنش با این محیط پس از طی فاصله‌ای متوقف می‌شوند، این فاصله که آن‌را با نام طول توقف می‌شناسند وابسته به دما و شرایط اولیه ریسمان است. به دلیل جفت‌شدگی بالای محیط پلازما، برای بررسی این فیزیک از ابزار AdS/CFT استفاده شد. با توجه به این دوگانگی جفت کوآرک-پادکوآرک معادل ریسمانی است که به یک شامه متصل است. این ریسمان در ابتدا از یک حالت اولیه شبه نقطه‌ای در بعد هولوگرام خلق شده و سپس با گذشت زمان گسترش می‌یابد و به درون افق رویداد سیاه‌چاله می‌افتد.

در فصل سه در مورد کنش نامبوگوتو و کنش پولیاکف صحبت شد و همچنین علت این موضوع که چرا در کارهای عددی از کنش پولیاکف استفاده گردید، بیان گردید. سپس فرآیند به دست آوردن معادلات حرکت را با توجه به کنش پولیاکف ذکر گردید.

در بخش جزئیات، روش حل معادله حرکت ریسمان را بیان نمودیم، به این ترتیب که طرف راست و چپ معادله حرکت ریسمان را به ازای سه حالت $\mu = 0, 1, 2$ به دست آوردیم. پس از آن در مورد چگالی تکانه کانونی مربوط به ریسمان صحبت کردیم. در بخش بعد شرایط مرزی و شرایط اولیه‌ای را که برای به دست آوردن شکل سقوط ریسمان استفاده کردیم را با توجه به رابطه (۴۴.۳) و (۶۶.۳) معرفی کردیم. همچنین شکل جدید متریک مربوط به جهان سطح را که توسط رابطه (۴۸.۳) داده می‌شود، معرفی کردیم. در قسمت نکات عددی شکل کلی تابع $\Sigma[x, u]$ را نشان دادیم. قسمت بعد مربوط به محاسبه انرژی و تکانه ریسمان و همچنین انرژی کوآرک متناظرش است.

در بخش ۴.۳ شکل سقوط ریسمان را با شرایط پادمتقارن به دست آوردیم و در بخش آخر هم این موضوع را تحقیق کردیم که آیا امکان تشکیل افق بر روی ریسمان در حال سقوط وجود دارد یا نه.

دو فصل آخر این پایان‌نامه مربوط به اعمال تصحیحات گرانشی مرتبه‌های بالاتر است. ما دو تصحیح \mathcal{R}^2 و \mathcal{R}^4 را بررسی کردیم. همچنین نشان دادیم که زمانی که این تصحیحات را برای مقادیر کوچک λ_{GB} در نظر می‌گیریم، متریک مورد نظر به متریک AdS-Sch تقلیل می‌یابد. سپس معادله حرکت به همراه شرایط مرزی را معرفی کردیم و در نهایت نتایج عددی مربوط به سه حالت $\lambda_{GB} = -0/1$ ، $\lambda_{GB} = 0/0$ و $\lambda_{GB} = +0/1$ را با هم مقایسه کردیم. اطلاعات این مورد را در جدول ۱.۴ نشان دادیم. در نهایت شکل سقوط ریسمان با تصحیحات \mathcal{R}^2 و بدون آن را با هم مقایسه کردیم. در فصل پنج نیز، پس از معرفی این تصحیحات، معادله‌های حرکت را به دست آوردیم.

۲.۵ نتایج

دو نتیجه مهم در این پایان‌نامه به دست آمد:

- امکان تشکیل افق رویداد بر روی ریسمان در حال سقوط وجود ندارد.
- طول توقف جت در پلاسما و در حضور تصحیحات گرانشی \mathcal{R}^2 ، در مورد حالت $\lambda_{GB} = -0/1$ به ترتیب نسبت به حالت $\lambda_{GB} = 0/0$ و $\lambda_{GB} = +0/1$ بیشتر است. یعنی جت با افزایش λ_{GB} فاصله کمتری را طی می‌کند.

۳.۵ پیشنهاد

در این پایان‌نامه متریک اولیه AdS-Sch بود. در فصل چهارم ما این متریک را با حضور تصحیحات \mathcal{R}^2 بررسی کردیم. حال به عنوان پیشنهادی برای کارهای پژوهشی آتی می‌توان تصحیحات گرانشی \mathcal{R}^4 را بررسی کرد.

در تصحیح \mathcal{R}^4 مولفه‌های متریک به شکل زیر تغییر می‌کنند:

$$G_{tt}^{\mathcal{R}^4} = -u^{-2}(1 - w^{-4})T(w), \quad (1.5)$$

$$G_{xx}^{\mathcal{R}^4} = u^{-2}X(w), \quad (1.5 \text{ ب})$$

$$G_{uu}^{\mathcal{R}^4} = u^{-2}(1 - w^{-4})^{-1}U(w), \quad (1.5 \text{ ج})$$

در این جا $w = \frac{u_h}{u}$ می‌باشد [18]. همان‌طور که ملاحظه می‌شود، این مولفه‌ها در مقایسه با مولفه‌های متریک اصلی (۲.۴)، یک تفاوت اساسی که دارند این است که در هر کدام از این‌ها یک تابع اضافی از پارامتر w وارد شده است. به عبارت دیگر:

$$G_{tt}^{\mathcal{R}^4} = G_{tt}T(w),$$

$$G_{xx}^{\mathcal{R}^4} = G_{xx}X(w),$$

$$G_{uu}^{\mathcal{R}^4} = G_{uu}U(w),$$

که در آن توابع $T(w)$ و $X(w)$ و $U(w)$ به شکل زیر هستند [18]:

$$T(w) = 1 - k \left(75w^{-4} + \frac{1225}{16}w^{-8} - \frac{695}{16}w^{-12} \right) + \dots,$$

$$X(w) = 1 - \frac{25k}{16}w^{-8}(1 + w^{-4}) + \dots, \quad (2.5)$$

$$U(w) = 1 + k \left(75w^{-4} + \frac{1175}{16}w^{-8} - \frac{4585}{16}w^{-12} \right) + \dots$$

در این رابطه پارامتر بسط k چنین تعریف می‌گردد [18]:

$$k \sim 0.15\lambda^{-3/2}. \quad (3.5)$$

دما برای پلازما در این تصحیح به شکل زیر تغییر می‌کند:

$$T_{\mathcal{R}^f} = \frac{1}{\pi u_h (1 - k)}. \quad (4.5)$$

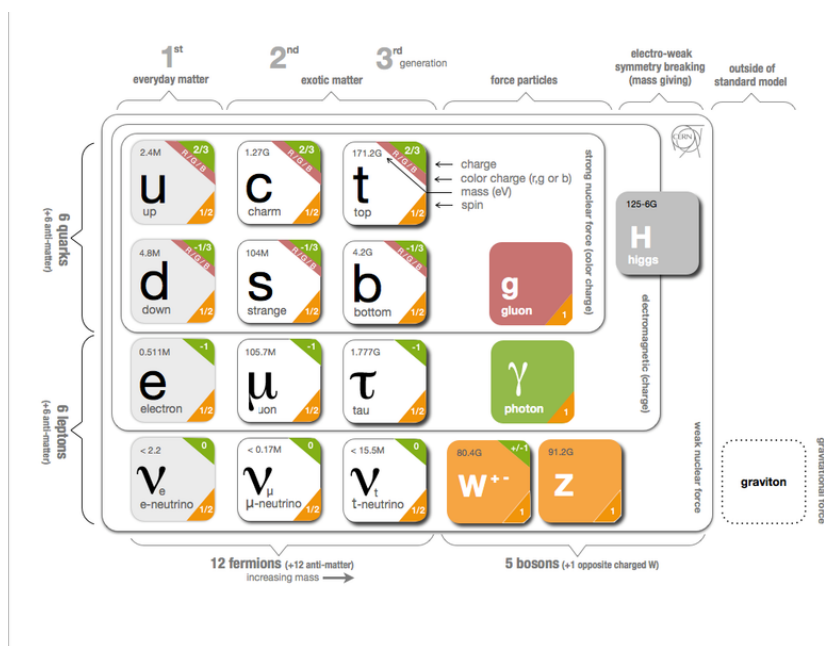
مرحله بعد به دست آوردن معادلات حرکت و معادله قید است. سپس از این معادله‌ها می‌توان شکل سقوط ریسمان در این پس‌زمینه را به دست آورد.

پیوست آ

داده‌های استخراج شده

۱.آ جدول مدل استاندارد

شکل ۱.آ: جدول مدل استاندارد ذرات بنیادی



۲.آ جدول‌های مربوط به محاسبات عددی انجام شده

جدول استخراج شده از برنامه متمتیکا											
dtau	u_h	$u_c(\square \times u_h)$	u_t	A	λ_{GB}	τ_τ	t_f	a	b	$x_{th}(\text{GeV}^{-1})$	$x_{th}(\text{fm})$
۰/۰۵	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۰۲	$\frac{u_c}{u_h}$	۴/۱۸	۰/۰	۵۰	۲/۵۹	۲	۱	۲/۱۵	۰/۴۲
۰/۰۵	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۰۴	$\frac{u_c}{u_h}$	۹/۳۰	۰/۰	۵۰	۳/۶۴	۲	۱	۳/۶۴	۰/۷۱
۰/۰۱	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۰۶	$\frac{u_c}{u_h}$	۱۴/۳۰	۰/۰	۵۰	۶/۰۲	۲	۱	۴/۷۳	۰/۹۳
۰/۰۱	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۰۸	$\frac{u_c}{u_h}$	۱۹/۲۰	۰/۰	۵۰	۶/۹۳	۲	۱	۵/۵۷	۱/۱۰
۰/۰۱	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۱۰	$\frac{u_c}{u_h}$	۲۴/۲۰	۰/۰	۵۰	۷/۶۳	۲	۱	۶/۲۰	۱/۵۰
۰/۰۰۶	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۱۲	$\frac{u_c}{u_h}$	۲۹/۰۵	۰/۰	۵۰	۸/۰۰	۲	۱	۶/۵۲	۱/۲۸
۰/۰۰۳	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۱۴	$\frac{u_c}{u_h}$	۳۴/۰۰	۰/۰	۵۰	۸/۰۲	۲	۱	۶/۴۹	۱/۲۸

جدول استخراج شده از برنامه متمتیکا											
dtau	u_h	$u_c(\square \times u_h)$	u_t	A	λ_{GB}	τ_τ	t_f	a	b	$x_{th}(\text{GeV}^{-1})$	$x_{th}(\text{fm})$
۰/۰۵	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۰۲	$\frac{u_c}{u_h}$	۳/۹	۰/۱	۵۰	۲/۸۷	۲	۱	۱/۸۵	۰/۳۶
۰/۰۵	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۰۴	$\frac{u_c}{u_h}$	۸/۷	۰/۱	۵۰	۴/۳۰	۲	۱	۳/۱۲	۰/۶۱
۰/۰۵	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۰۶	$\frac{u_c}{u_h}$	۱۳/۵	۰/۱	۵۰	۵/۳۰	۲	۱	۴/۰۰	۰/۸۰
۰/۰۱	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۰۸	$\frac{u_c}{u_h}$	۱۸/۱	۰/۱	۵۰	۶/۱۰	۲	۱	۴/۸۰	۰/۹۴
۰/۰۱	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۱۰	$\frac{u_c}{u_h}$	۲۲/۸	۰/۱	۵۰	۶/۷۰	۲	۱	۵/۳۰	۱/۰۰
۰/۰۰۳	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۱۲	$\frac{u_c}{u_h}$	۲۷/۵	۰/۱	۵۰	۷/۰۲	۲	۱	۵/۵۰	۱/۱۰
۰/۰۰۳	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۱۴	$\frac{u_c}{u_h}$	۳۲/۱	۰/۱	۵۰	۷/۰۰	۲	۱	۵/۴۸	۱/۰۸

جدول استخراج شده از برنامه متمتیکا

dtau	u_h	$u_c(\square \times u_h)$	u_t	A	λ_{GB}	τ_γ	t_f	a	b	$x_{th}(\text{GeV}^{-1})$	$x_{th}(\text{fm})$
۰/۰۵	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۰۲	$\frac{u_c}{u_h}$	۴/۵	-۰/۱	۵۰	۳/۳۰	۲	۱	۲/۴۰	۰/۴۷
۰/۰۵	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۰۴	$\frac{u_c}{u_h}$	۲/۸	-۰/۱	۵۰	۵/۳۰	۲	۱	۴/۰۵	۰/۸۰
۰/۰۱	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۰۶	$\frac{u_c}{u_h}$	۱۵/۱	-۰/۱	۵۰	۶/۵۰	۲	۱	۶/۵۷	۱/۲۹
۰/۰۱	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۰۸	$\frac{u_c}{u_h}$	۲۰/۱	-۰/۱	۵۰	۷/۶۰	۲	۱	۶/۲۱	۱/۲۲
۰/۰۱	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۱۰	$\frac{u_c}{u_h}$	۲۵/۵	-۰/۱	۵۰	۸/۴۰	۲	۱	۶/۹۵	۱/۳۷
۰/۰۰۶	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۱۲	$\frac{u_c}{u_h}$	۳۰/۵	-۰/۱	۵۰	۸/۸۰	۲	۱	۷/۳۲	۱/۴۴
۰/۰۰۳	$\frac{\sqrt{Nn}}{\pi T}$	۰/۱۴	$\frac{u_c}{u_h}$	۳۳/۷	-۰/۱	۵۰	۸/۹۰	۲	۱	۱/۰۰	۱/۳۰

جدول استخراج شده از برنامه متمتیکا

u_h	$u_c(\square \times u_h)$	u_t	A	P_q	E_q	Q^2	λ_{GB}
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۱	u_c/u_h	۱/۳۹	۵۷/۰۵	۹۹/۹۶	۶۷۳۷/۳۰	۰/۰
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۲	u_c/u_h	۴/۱۸	۸۵/۷۸	۱۰۰/۱۱	۲۶۶۳/۸۰	۰/۰
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۳	u_c/u_h	۶/۷۷	۹۲/۶۲	۱۰۰/۱۵	۱۴۵۱/۵۶	۰/۰
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۴	u_c/u_h	۹/۲۹	۹۵/۳۲	۱۰۰/۰۶	۹۲۶/۱۰	۰/۰
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۵	u_c/u_h	۱۱/۸۰	۹۶/۸۶	۱۰۰/۱۵	۶۴۸/۱۶	۰/۰
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۶	u_c/u_h	۱۴/۲۸	۹۷/۶۸	۱۰۰/۱۲	۴۸۲/۶۳	۰/۰
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۷	u_c/u_h	۱۶/۷۶	۹۸/۲۶	۱۰۰/۱۵	۳۷۴/۹۹	۰/۰
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۸	u_c/u_h	۱۹/۲۱	۹۸/۵۵	۱۰۰/۰۶	۲۹۹/۹۰	۰/۰
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۹	u_c/u_h	۲۱/۶۸	۹۸/۸۶	۱۰۰/۱۰	۲۴۶/۷۱	۰/۰
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۱۰	u_c/u_h	۲۴/۱۵	۹۹/۱۱	۱۰۰/۱۵	۲۰۷/۲۳	۰/۰
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۱۱	u_c/u_h	۲۶/۶۰	۹۹/۲۴	۱۰۰/۱۲	۱۷۵/۴۴	۰/۰
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۱۲	u_c/u_h	۲۹/۰۵	۹۹/۳۵	۱۰۰/۱۲	۱۵۳/۵۹	۰/۰
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۱۳	u_c/u_h	۳۱/۵۰	۹۹/۴۴	۱۰۰/۱۰	۱۳۱/۷۰	۰/۰
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۱۴	u_c/u_h	۳۳/۹۵	۹۹/۵۲	۱۰۰/۰۹	۱۱۳/۷۷	۰/۰

جدول استخراج شده از برنامه متمتیکا							
u_h	$u_c(\square \times u_h)$	u_t	A	P_q	E_q	Q^2	λ_{GB}
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۱	u_c/u_h	۱/۲۱	۵۲/۷۲	۱۰۰/۰۱	۷۲۲۰/۶۰	+۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۲	u_c/u_h	۳/۸۷	۸۴/۳۱	۱۰۰/۰۶	۲۹۰۳/۸۳	+۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۳	u_c/u_h	۶/۳۲	۹۱/۷۷	۱۰۰/۰۷	۱۵۹۲/۲۷	+۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۴	u_c/u_h	۸/۷۱	۹۴/۸۷	۱۰۰/۱۰	۱۰۱۹/۶۹	+۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۵	u_c/u_h	۱۱/۰۷	۹۶/۴۶	۱۰۰/۱۰	۷۱۵/۴۸	+۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۶	u_c/u_h	۱۳/۴۲	۹۷/۴۵	۱۰۰/۱۵	۵۳۳/۵۲	+۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۷	u_c/u_h	۱۵/۷۵	۹۸/۰۳	۱۰۰/۱۲	۴۱۴/۱۳	+۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۸	u_c/u_h	۱۸/۰۷	۹۸/۴۱	۱۰۰/۰۸	۳۳۱/۴۸	+۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۹	u_c/u_h	۲۰/۴۰	۹۸/۷۶	۱۰۰/۱۳	۲۷۲/۴۸	+۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۱۰	u_c/u_h	۲۲/۷۱	۹۸/۹۵	۱۰۰/۰۹	۲۲۶/۹۰	+۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۱۱	u_c/u_h	۲۵/۰۳	۹۹/۱۴	۱۰۰/۱۱	۱۹۳/۲۷	+۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۱۲	u_c/u_h	۲۷/۳۵	۹۹/۳۰	۱۰۰/۱۳	۱۶۵/۵۳	+۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۱۳	u_c/u_h	۲۹/۶۵	۹۹/۳۷	۱۰۰/۰۹	۱۴۳/۶۱	+۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۱۴	u_c/u_h	۳۱/۹۶	۹۹/۴۶	۱۰۰/۰۹	۱۲۵/۷۲	+۰/۱

جدول استخراج شده از برنامه متمتیکا							
u_h	$u_c(\square \times u_h)$	u_t	A	P_q	E_q	Q^2	λ_{GB}
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۱	u_c/u_h	۱/۵۳	۶۰/۱۰	۱۰۰/۰۶	۶۳۹۹/۹۹	-۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۲	u_c/u_h	۴/۴۲	۸۶/۸۱	۱۰۰/۱۸	۲۵۳۴/۷۴	-۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۳	u_c/u_h	۶/۷۷	۹۳/۱۰	۱۰۰/۱۲	۱۳۵۶/۴۰	-۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۴	u_c/u_h	۹/۲۹	۹۵/۷۵	۱۰۰/۱۶	۸۶۳/۹۶	-۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۵	u_c/u_h	۱۲/۳۵	۹۷/۰۲	۱۰۰/۰۹	۶۰۵/۱۳	-۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۶	u_c/u_h	۱۴/۹۵	۹۷/۸۷	۱۰۰/۱۵	۴۵۱/۴۸	-۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۷	u_c/u_h	۱۷/۵۳	۹۸/۳۷	۱۰۰/۱۳	۳۴۹/۳۶	-۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۸	u_c/u_h	۲۰/۱۰	۹۸/۶۹	۱۰۰/۱۰	۲۸۰/۲۹	-۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۰۹	u_c/u_h	۲۲/۶۷	۹۸/۹۴	۱۰۰/۱۰	۲۳۰/۸۹	-۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۱۰	u_c/u_h	۲۵/۲۵	۹۹/۱۸	۱۰۰/۱۴	۱۹۱/۳۵	-۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۱۱	u_c/u_h	۲۷/۸۰	۹۹/۲۷	۱۰۰/۰۸	۱۶۱/۴۷	-۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۱۲	u_c/u_h	۳۰/۳۵	۹۹/۳۵	۱۰۰/۰۵	۱۳۹/۵۸	-۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۱۳	u_c/u_h	۲۷/۸۰	۹۹/۵۳	۱۰۰/۱۳	۱۱۹/۸۰	-۰/۱
$\sqrt{Nn}/(\pi T)$	۰/۱۴	u_c/u_h	۳۳/۵	۹۹/۶۱	۱۰۰/۱۳	۱۰۳/۸۶	-۰/۱

مراجع

- [۱] حسینی منصوری س.ع، (۱۳۹۵)، پایان نامه دکتری: ”آنتروپی درهم‌تنیدگی، ابررسانای دمای بالا و پیچیدگی از دیدگاه هولوگرافی”، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان،
- [۲] میرعباسی س.م، (۱۳۹۵)، پایان نامه کارشناسی ارشد: ”بررسی شامه‌ها با استفاده از نظریه ریسمان محاسبه رسانندگی الکتریکی DC”، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود،
- [۳] خواجه ش، (۱۳۹۵)، پایان نامه کارشناسی ارشد: ”مطالعه مشاهده‌پذیرهای پلاسمای کوارک‌گلوئون در مختصات سرتاسری فضا زمان AdS”، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود،
- [۴] مجردلمن جویی س، (۱۳۹۵)، پایان نامه کارشناسی ارشد: ”مطالعه ثابت پخش کوارک‌های سنگین در پلاسمای کوارک‌گلوئون با استفاده از AdS/CFT”، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود،
- [۵] نیازی ح. (۱۳۹۰)، ”مطالعه اتلاف انرژی کوارک سنگین با استفاده از سیاهچاله های RN”، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود،
- [۶] عظیم‌فرد ا. (۱۳۹۰)، ”مطالعه پتانسیل کوارک-پادکوارک با استفاده از همسانی AdS/CFT”، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود،
- [7] Zwiebach B. (2004), ”A first course in string theory”, Cambridge university press,
- [8] Peskin M.E. (1995), ”An introduction to quantum field theory”, Westview press,
- [9] Natsuume M. (2015), ”AdS/CFT duality user guide”, Springer, [arXiv:1409.3575v4],
- [10] Gubser S.S (2010), ”The little book of string theory”, Princeton University Press,
- [11] Griffiths D. (2008), ”Introduction to elementary particles”, John Wiley & Sons,

-
- [12] Casalderrey-Solana J. and Liu H. and Mateos D. and Rajagopal K. and Wiedemann U.A. (2014), "**Gauge/string duality, hot QCD and heavy ion collisions**", Cambridge University Press, [arXiv:1101.0618]
- [13] Chesler P.M. and Jensen K. and Karch A. and Yaffe L.G (2009), "Light quark energy loss in strongly coupled $N=4$ supersymmetric Yang-Mills plasma" **Physical Review D**, 79, [arXiv:0810.1985]
- [14] Chesler P.M. and Jensen K. and Karch A. (2009), "Jets in strongly coupled $N=4$ super Yang-Mills theory" **Physical Review D**, 79, [arXiv: 0804.3110]
- [15] Chesler P.M. and Rajagopal K. (2014), "Jet quenching in strongly coupled plasma" **Physical Review D**, 90, [arXiv:1402.6756]
- [16] Casalderrey-Solana J. and Gulhan D.C. and Milhano J.G and Pablos D. and Rajagopal K. (2014), "A hybrid strong/weak coupling approach to jet quenching", **JHEP**, 10, [arXiv:1405.3864],
- [17] Morad R. and Horowitz W.A. (2014), "Strong-coupling jet energy loss from AdS/CFT", **JHEP**, 11, [arXiv:1409.7545],
- [18] Fadafan K. (2013), "Strange metals at finite 't Hooft coupling" **The European Physical Journal C**, 73, [arXiv:1208.1855],
- [19] Ficin A. (2014), "Shooting string holography of jet quenching at RHIC and LHC" **Physics Letters B**, 738, [arXiv:1311.6160],
- [20] Skands P. (2013), "Introduction to QCD" , [arxiv:1207.2389],
- [21] Maldacena J.M. (1999), "The Large N limit of superconformal field theories and supergravity" **Int. J. Theor. Phys.**, 38, [hep-th/9711200]

واژه‌نامه انگلیسی به فارسی

Energy Loss Rate نرخ اتلاف انرژی	B
Excitation برانگیختگی	Background پس‌زمینه
Extreme فرین	Bare برهنه
	Bigbang مه‌بانگ
G	Blackening Factor عامل تیرگی
Gauge پیمانانه	Boundary مرزی
Geodesic ژئودزیک	Brane شامه
	Bulk توده
H	C
Hilbert Einstein هیلبرت‌اینشتین	Canonical Momentum چگالی تکانه کانونی
Holographic هولوگرافی	Density چگالی
	Centroid مرکز
I	Constraint قید
Inflated متورم	Cutoff برش
Initial Conditions شرایط اولیه	D
	Dressed پوشیده
L	Dummy گنگ
Lagrangian لاگرانژی	E
Lattice QCD نظریه رنگ‌های کوانتومی شبکه	Electroweak برهم‌کنش الکتروضعیف
Lie Group گروه لی	Interaction برهم‌کنش
Long Lived طول‌عمر	Embedding غوطه‌وری

U

Ultrarelativistic Speeds سرعت‌های فرانسبیتی

V

Variation وردش

Virtuality ویژگی‌های مجازی

W

Worksheet جهان سطح

M

Massless سبک

N

Natural Units یکاهای طبیعی

Noise پارازیت

P

Penetration Depth عمق نفوذ

Point-Like شبه‌نقطه‌ای

Profile سطح جانبی

S

Self-Consistent خودسازگار

Stable پایدار

Standard Model مدل استاندارد

Static Gauge پیمانه ایستا

Stopping Distance طول توقف

String-like شبه‌ریسمان

Superstring ابرریسمان

Superstring Theory نظریه ابرریسمان

Symmetric متقارن

T

't Hooft Coupling جفت‌شدگی توفت

Tension تنش

Thermalization Distance طول توقف

Trajectory مسیر

واژه‌نامه فارسی به انگلیسی

ا

ج

't Hooft Coupling جفت‌شدگی توفت
Worldsheet جهان‌سطح
Superstring ابرریسمان

ب

چ

Canonical Momentum .. چگالی تکانه کانونی
Density
Excitation برانگیختگی
Cutoff برش
Electroweak برهم‌کنش الکتروضعیف
Interaction

خ

Bare برهنه
Self-Consistent خودسازگار

پ

ژ

Noise پارازیت
Geodesic ژئودزیک
Stable پایدار
Background پس‌زمینه

س

Dressed پوشیده
Gauge پیمانه
Static Gauge پیمانه ایستا
Massless سبک
Ultrarelativistic Speeds سرعت‌های فرانسبیتی
Profile سطح‌جانبی

ت

ش

Tension تنش
Bulk توده
Brane شامه

<p>ل</p> <p>Lagrangian لاگرانژی</p>	<p>String-like شبه‌ریسمان</p> <p>Point-Like شبه‌نقطه‌ای</p> <p>Initial Conditions شرایط اولیه</p>
<p>م</p> <p>Symmetric متقارن</p> <p>Inflated متورم</p> <p>Standard Model مدل استاندارد</p> <p>Boundary مرزی</p> <p>Centroid مرکز</p> <p>Trajectory مسیر</p> <p>Bigbang مه‌بانگ</p>	<p>ط</p> <p>Stopping Distance طول توقف</p> <p>Long Lived طویل عمر</p>
<p>ن</p> <p>Energy Loss Rate نرخ اتلاف انرژی</p> <p>Superstring Theory نظریه ابرریسمان</p> <p>Lattice QCD نظریه رنگ‌های کوانتومی شبکه</p>	<p>ع</p> <p>Blackening Factor عامل تیرگی</p> <p>Penetration Depth عمق نفوذ</p>
<p>و</p> <p>Variation وردش</p> <p>Virtuality ویژگی‌های مجازی</p>	<p>غ</p> <p>Embedding غوطه‌وری</p>
<p>ه</p> <p>Holographic هولوگرافی</p> <p>Hilbert Einstein هیلبرت‌اینشتین</p>	<p>ف</p> <p>Extreme فرین</p>
<p>ی</p> <p>Natural Units یکاهای طبیعی</p>	<p>ق</p> <p>Constraint قید</p>
<p>ی</p> <p>Natural Units یکاهای طبیعی</p>	<p>گ</p> <p>Lie Group گروه لی</p> <p>Dummy گنگ</p>

فهرست اختصارات

A

AdS..... Anti-de Sitter
AdS/CFT ... Anti-de Sitter/Conformal Field Theory Correspondence
AdS-Sch..... Anti-de Sitter-Schwarzschild

C

CFT..... Conformal Field Theory

D

dS..... De Sitter

G

GB..... Gauss-Bonnet

I

IC..... Initial Condition

L

LHC..... Large Hadron Collider

Q

QCD Quantum Chromo-Dynamics

QGP Quark–Gluon Plasma

R

RHIC Relativistic Heavy Ion Collider

S

SI Système International

Abstract

Quark gluon plasma (QGP) is a new phase of matter which includes of quarks and gluons that are asymptotically free. This novel phase is created by collisions of relativistic heavy ions like gold and lead in RHIC and LHC. By creating of this novel phase in colliders, this hope has come about that new details of Quantum Chromo Dynamics (QCD) could be studied exactly. In this thesis physics of jets which are created in QGP medium, is studied.

Jets are created in QCD by collisions of protons. So it is expected that in collisions of relativistic heavy ions, these jets are created, too. However because of existence of QGP their behavior is different. The existence of this plasma causes jets to melt after traveling some distances and makes them to disappear. This quantity called "Stopping distance".

It is not possible to use perturbation methods to study physics of these jets, as the coupling constant in this medium is strong. So, Anti-de Sitter/conformal field theory(AdS/CFT) is used. In one side of correspondence there is anti-de Sitter (AdS) and on the other side there are conformal field theories(CFT) which are related to Yang-mills quantum field theories and supersymmetries. In this thesis, the AdS/CFT is used as a tool to study the jets. First the problem of jets is considered in zero temperature and without considering of plasma. The dual of this problem is AdS space-time. Then the temperature is included. In this case, the effect of temperature is studied by considering of a blackhole in AdS spacetime. So here stopping distance means falling of string into the event horizon of black hole.

In this thesis we introduce jets as an open string which is falling. The action of this string and also the equation of motion is studied. Then the equation of motion is solved by numerical methods. We show that on the falling string, there will not create any event horizon.

We get more real values for coupling constant by introducing gravitational square corrections. This is known as Gauss-Bonnet constant. It is illustrated that by considering of these corrections the stopping distance decreases.

Key words: Holography, Jet, Quark gluon plasma, Stopping distance



Shahrood University of Technology

Faculty Of Physics and Nuclear Engineering

MSc Thesis in: Particle Physics

**Study of the Effect of Quark-gluon Plasma
on Jets by Using Holography**

By: Hassan Tavakoli Polgerd

Supervisor

Kazem Bitaghsir Fadafan

Advisor

Razieh Morad

February 2018