



Universiteit
Leiden
The Netherlands

Applications of AdS/CFT in Quark Gluon Plasma

Atmaja, A.N.

Citation

Atmaja, A. N. (2010, October 26). *Applications of AdS/CFT in Quark Gluon Plasma*. *Casimir PhD Series*. Retrieved from <https://hdl.handle.net/1887/16078>

Version: Corrected Publisher's Version

License: [Licence agreement concerning inclusion of doctoral thesis in the Institutional Repository of the University of Leiden](#)

Downloaded from: <https://hdl.handle.net/1887/16078>

Note: To cite this publication please use the final published version (if applicable).

SAMENVATTING

Quark-gluonplasma (QGP) is een van de fasen van quantumchromodynamica (QCD), de theorie die de sterke kracht beschrijft. In deze fase zijn quarks niet gebonden in mesonen en hadronen (confined) maar vormen daarentegen een vloeistof met gluonen (deconfined). Deze fase kan bestaan in een omgeving met zowel sterke als zwakke effectieve koppelingsconstante. In de QGPs gemaakt bij botsingen in de RHIC-versneller zijn er sterke aanwijzingen dat deze QGPs gekenmerkt worden door een sterke effectieve koppelingsconstante. Daarom hebben we een methode nodig die verder gaat dan storingsrekening. Anti-de Sitter/conforme veldentheorie-dualiteit (AdS/CFT-dualiteit of, in het algemeen, ijk/zwaartekrachtsdualiteit) is een van deze methoden. Deze methode is kort beschreven in hoofdstuk 1. In dit proefschrift hebben we de AdS/CFT-dualiteit gebruikt om sommige observabelen van een QGP te berekenen. Voorbeelden van deze observabelen zijn de productiefrequenties van fotonen en dileptonen, de gemiddelde tijd tussen botsingen van de elementen van het plasma en anisotrope weerstand als gevolg van een elliptische stroming.

Er is nog steeds geen complete beschrijving van de ijk/zwaartekrachts dualiteit waarbij de duale theorie QCD is. Desondanks zijn er modellen die fenomenen van QCD zoals lineaire opsluiting en lichtste mesonenspectra nabootsen. Een van deze modellen is de zachte muur-AdS/QCD, wat een interessant model is omdat de kritische temperatuur relatief dicht bij de kritische temperatuur van roosterberekeningen ligt. Dit model heeft, naast de zwaartekracht-achtergrond, een niet-triviale dilaton-achtergrond. In 2 hebben we dit model gebruikt om productiefrequenties van fotonen en dileptonen te berekenen.

De observabele voor de productiefrequenties van fotonen en dileptonen die we berekend hebben is de spectrale dichtheidsfunctie $\chi(K)$, het imaginaire gedeelte van de geretardeerde elektromagnetische stroom-stroom-correlatiefunctie. Voor dit doel hebben we alleen de kwadratische termen van het $U(1)$ ijkveld in de zachte muur AdS/QCD beschouwd. Met behulp van de Minkowski-methode van Son en Starinets hebben we de analytische resultaten voor lage en hoge frequentie berekend en vergeleken met numerieke resultaten.

Bij lage frequentie bleek het resultaat af te hangen van de IR-cutoff parameter c , met $c \geq 0$. Helaas vonden we voor sommige hogere waarden van c geen pieken in het spectrum wat betekent dat er geen confinement optreedt. Dit kan komen doordat de zachte muur-AdS/QCD de terugkoppeling van het dilatonveld op de geometrie niet meeneemt. Zachte muur-AdS/QCD is een onnauwkeurige beschrijving van QCD in het onstabiele domein $c > 0.419035$. We hebben dit laten zien door zachte muur-AdS/QCD te vergelijken met berekeningen van de $\mathcal{N} = 2$ SQCD-theorie, waar pieken in het spectrum optreden. Hoewel zachte muur-AdS/QCD geen confinement in het onstabiele regime heeft beschrijft het de IR-gevolgen van een massasplitsing van de confined fase opvallend goed in het stabiele domein $0 \leq c \leq 0.419035$. We hebben ook de elektrische geleiding σ berekend en vonden dat de IR-cutoff parameter c een dempend effect heeft.

De gemiddelde tijd tussen botsingen van het plasma kan berekend worden door het bestuderen van Brownse beweging van een extern quark in het plasma. De Brownse beweging wordt beschreven door de veralgemeniseerde Langevinvergelijking, welke bestaat uit twee termen: frictietermen en termen die een kracht ten gevolge van willekeurige botsingen beschrijven. We hebben in 3 laten zien dat voor een eenvoudig model de gemiddelde tijd tussen botsingen berekend kan worden met behulp van de twee- en vierpuntsfuncties van de kracht ten gevolge van willekeurige botsingen R in de lage frequentielimiet $\omega \rightarrow 0$.

In de bulk wordt deze Brownse beweging gerepresenteerd door de beweging van een fundamentele snaar X aan de rand, waarbij de actie gegeven is door de Nambu-Gotoactie in een zwart gat-achtergrond. Gebruik makend van de holografische beschrijving van een kleine fluctuatie rond statische snaarconfiguraties hebben we de twee- en vierpuntsfuncties berekend. Vanuit holografisch perspectief koppelt een fundamentele snaar aan de rand $x = X(r \rightarrow \infty)$ aan de totale kracht F op een externe quark. In de hoge massalimiet $m \rightarrow \infty$ is de totale kracht gelijk aan de kracht ten gevolge van willekeurige botsingen. We hebben ook de Minkowskibeschrijving van Skenderis en van Rees gebruikt om de reële tijdpropagatoren en de holografische renormalisatie van de UV-divergentie die aan de rand optreedt te berekenen. Er trad echter ook een IR divergentie op nabij de horizon. We hebben beargumenteerd dat deze divergentie verwijderd kan worden door een IR cutoff in de geometrie te implementeren.

We hebben een expliciete berekening van de gemiddelde tijd tussen botsingen gedaan voor het geval van een niet roterend BTZ zwart gat, wat correspondeert met een neutraal plasma. We hebben deze berekening veralgemeniseerd naar verscheidene zwart gat-achtergronden en hebben een algemene formule van de gemiddelde tijd tussen botsingen verkregen. Vervolgens hebben we deze algemene formule gebruikt om de gemiddelde tijd tussen botsingen van STU zwarte gaten, overeenkomend met een geladen plasma, te berekenen. De resultaten tonen dat de gemiddelde tijd tussen botsingen proportioneel is

met de inverse van $\log \eta$, met η een functie van de Hawkingtemperatuur T_H en lading κ . Wanneer κ toeneemt blijkt uit de grafiek 3.4 dat η afneemt voor de één- en tweeladinggevallen en toeneemt voor het drieladinggeval. Deze resultaten zijn in overeenstemming met onze intuïtie dat voor een zwart gat met een vaste massa de gemiddelde tijd tussen botsingen toeneemt wanneer κ toeneemt in alle gevallen met lading. We hebben eveneens de weerstandscoefficient van een STU zwart gat berekend en gevonden dat het resultaat in de lage frequentielimiet, $\omega \rightarrow 0$, vergelijkbaar is met de weerstandsberekening in de niet-relativistische limiet.

De niet-centrale botsingen bij de RHIC experimenten tonen een anisotrope deeltjesverdeling van het QGP. Het signaal van deze anisotrope verdeling is terug te vinden in sommige observabelen, zoals jet-quenching en wrijving. In de taal van ijk/zwaartekrachtsdualiteit is de anisotrope verdeling gerelateerd aan het anisotrope gedeelte van een zwart gatachtergrond. Een manier om dit te realiseren is door een roterend zwart gat te beschouwen. Dit is de kern van 4.

Om te beginnen hebben we een vierdimensionaal AdS-Schwarzschild zwart gat beschouwd. De weerstand aan de zwaartekrachtskant van de dualiteit wordt geïnterpreteerd als een kanonische impuls van het wereldoppervlak in de radiële richting van de Nambu-Gotoactie geëvalueerd aan de rand. Met een lineaire benadering hebben we gevonden dat de wrijving van een quark bewegend langs een willekeurig grote cirkel proportioneel is met de hoeksnelheid van een snaar ω en het kwadraat van de kritieke straal r_{Sch} . Dit is vergelijkbaar met het vlakke geval [35, 39]. Helaas hebben we ook gevonden dat de frictiecoëfficiënt geen lineaire functie is van de temperatuur T .

Vervolgens hebben we weerstand veroorzaakt door een vierdimensionaal Kerr-zwart gat bestudeerd. We hebben een simpele berekening gedaan voor het equatoriale geval. De wrijving niet verdwijnt, in tegenstelling tot bij het vierdimensionale AdS-Schwarzschild zwarte gat, wanneer we de hoeksnelheid van de snaar nul nemen, $\omega = 0$, maar is proportioneel met het impulsmoment van het zwarte gat a . Voor een meer algemeen geval hebben we een speciaal “statisch” geval in Boyer-Lindquistcoördinaten beschouwd. Deze oplossing draagt bij aan de leidende om van de weerstand bij kleine impulsmomenten a en verwaarloosbare snelheden $\omega = 0$. We hebben de weerstand voor verschillende waarden van het impulsmoment a en de parameter M_T weergegeven. Hiermee hebben we gevonden dat de weerstand in de θ -richting een quark dichter bij het equatoriale vlak wil brengen. Dit gebeurt met een kracht die proportioneel is met de massa van de quark en de temperatuur van het plasma.

