

# مطالعه طول پوششی کوارک - پادکوارک در پلاسمای کوارک گلوئون همدیس و غیر

## همدیس

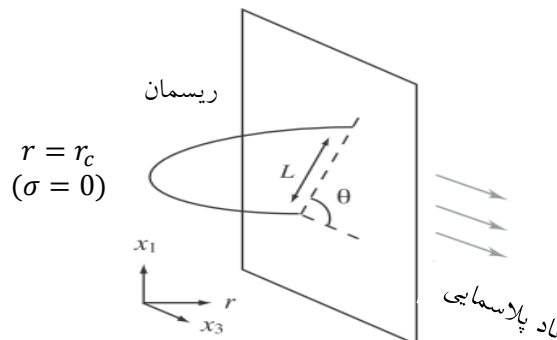
محسن حیدری سورشجانی<sup>۱</sup>، کاظم بی تقصیر فدافن<sup>۲</sup>، محمدرضا سرکرده ای<sup>۳</sup>

<sup>۱</sup>دانشگاه صنعتی شاهرود، <sup>۲</sup>دانشگاه الزهرا تهران

### چکیده

در این تحقیق مزونی در نظر گرفته می شود که در پلاسمای کوارک گلوئون با سرعت  $v$  در حال حرکت می باشد. هدف محاسبه ی طول پوششی با استفاده از دوگانگی  $AdS/CFT$  می باشد. بر این اساس ریسمان بازی در زمینه ی سیاه چاله  $AdS$ -شوارتزشیلد ( $SAdS_5$ ) در نظر گرفته می شود که در دو انتهای آن کوارک و پادکوارک قرار گرفته اند. سپس رفتار طول پوششی مزون در حالتی که عمود بر باد و موازی با باد حرکت می کند بررسی می شود و نشان داده می شود که رفتار وابستگی توانی طول پوششی به انرژی خیز داده شده در پلاسمای غیرهمدیس کوچکتر از پلاسمای همدیس می شود.

در این مقاله معادلات حرکت برای متریک های عمومی و کلی استنتاج می شود. سپس طول پوششی در زمینه ی سیاه چاله  $SAdS_5$  محاسبه می شود. این مساله در مرجع [۱] مطالعه شده است. بر این اساس با توجه به شکل (۱) ریسمان بازی در زمینه ی سیاه چاله  $AdS$ -شوارتزشیلد ( $SAdS_5$ ) در نظر گرفته می شود. که در دو انتهای آن کوارک و پادکوارک قرار گرفته اند. و تحت تاثیر باد پلاسمایی با سرعت  $v$  حرکت می کند.



شکل ۱: ریسمان بنیادی متصل به جفت کوارک - پادکوارک [۱].

متریک سیاهچاله ی  $SAdS_5$ ، با در نظر گرفتن باد پلاسمایی در جهت  $x_3$  و با اعمال تبدیل لورنتس در جهت  $x_3$  به صورت زیر خواهد شد.

$$ds^2 = -Adt^2 - 2Bdtdx_3 + Cdx_3^2 + \frac{r^2}{R^2}(dx_1^2 + dx_2^2) + \frac{dr^2}{(r/R)^2 \{1 - (r_0/r)^4\}} \quad (1)$$

که در آن  $R$  شعاع فضای  $AdS$  و  $A, B, C$  بصورت زیر تعریف می شوند.

$$A = \frac{r^2}{R^2} - \frac{r_1^4}{r^2 R^2}, B = \frac{r_1^2 r_2^2}{r^2 R^2}, C = \frac{r^2}{R^2} - \frac{r_2^4}{r^2 R^2}, \quad (2)$$

که  $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2}$  و  $r_1^4 = r_0^4 \cosh^2 \eta = r_0^4 \gamma^2, r_2^4 = r_0^4 \sinh^2 \eta = r_0^4 \gamma^2 v^2$  و  $v$  سرعت باد پلاسمایی است و  $\eta$  زاویه  $\theta$  می باشد [۲]. با توجه به شکل (۱) جفت کوارک - پادکوارک را به صورت خطی در صفحه ی  $(x_3, x_1)$  که با باد پلاسمایی زاویه  $\theta$  می سازد در نظر می گیریم. بنابراین مختصات پنج بعدی به صورت زیر خواهد بود.

$$(t = \tau, x_1 = \sigma, x_2 = const, x_3 = x_3(\sigma), r = r(\sigma)) \quad (3)$$

با استفاده از کنش نامبو گوتو ریمان و با توجه به شرایط مرزی فاصله ی میان کوآرک و پادکوآرک ( $L$ ) بصورت زیر بدست می آید.

$$\frac{L}{2} \sin \theta = Q \frac{R^2}{r_0} \int_{y_c}^{\infty} \frac{dy}{\sqrt{F}}, \quad (4)$$

$$\frac{L}{2} \cos \theta = P \frac{R^2}{r_0} \int_{y_c}^{\infty} \frac{dy}{\sqrt{F}} \frac{y^4 - \cosh^2 \eta}{y^4 - 1}, \quad (5)$$

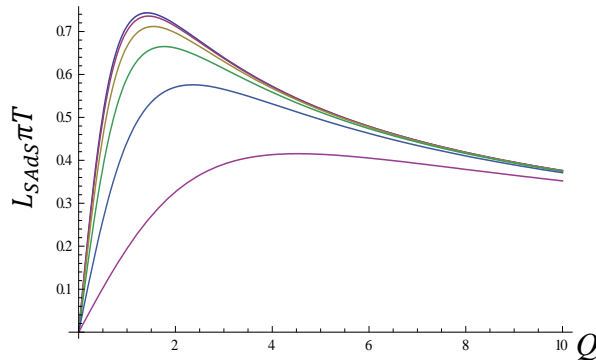
که در آن  $y_c$  نقطه ی بازگشت به صورت  $F(y_c) = 0$  می باشد. و  $F$  به صورت زیر تعریف می شود.

$$F = (y^4 - \cosh^2 \eta)(y^4 - 1 - P^2) - Q^2(y^4 - 1), \quad (6)$$

که در روابط بالا از متغیرهای بدون بعد  $Q = (R/r_0)^2 q$ ,  $P = (R/r_0)^2 p$  استفاده شده است. جایی که  $Q$  و  $P$  ثابتهای حرکت هستند. در حالت اول مزونی را که عمود بر جهت حرکت پلاسما حرکت می کند در نظر می گیریم. از رابطه ی (5) عبارت  $P = 0$  بدست می آید. با توجه به حل تحلیلی در حد فرا نسبیتی ( $\eta \gg 1$ ) می توان نتیجه گرفت که:  $y_c \gg 1 \rightarrow y \gg 1$ . بنابراین رابطه ی (4) بصورت زیر تقلیل می یابد

$$\bar{L}_{SAdS} \xrightarrow{\eta \gg 1} 2Q \frac{R^2}{r_0} \int_{y_c}^{\infty} dy \frac{1}{y^2 \sqrt{y^4 - y_c^4}} = 2\sqrt{\pi} \frac{\Gamma(3/4)}{\Gamma(1/4)} \frac{Q}{(\cosh^2 \eta + Q^2)^{3/4}} \frac{R^2}{r_0} \quad (7)$$

که در آن  $y_c^4 = \cosh^2 \eta + Q^2$  نقطه ی بازگشت می باشد.



شکل ۲: وابستگی طول پوششی به سرعت باد  $v$  در حد فرانسیتی برای شش مقدار متفاوت  $v: 0.95, 0.8, 0.6, 0.4, 0.2, 0$  (بالا به پایین). نمودار  $\ell = \bar{L}_{SAdS} \pi T = \bar{L}_{SAdS} r_0 / R^2$  داده شده از رابطه ی (7) را به عنوان تابعی از  $Q$  رسم می کنیم (شکل ۲) بنابراین با توجه به نمودار یک بیشینه مقدار  $\bar{L}_s$  (طول پوششی) در  $Q_m$  وجود دارد. به این معنا که در جهان سطح فرینه ای وجود ندارد که جفت کوآرک و پادکوآرک را برای  $L > L_s$  مقید کند [۱]. به عبارت دیگر طول پوششی عبارت است از بیشینه طول بین کوآرک و پاد کوآرک مقید که برای طولهای بزرگتر از این طول کوآرک و پادکوآرک از یکدیگر جدا می شوند. مقدار بیشینه ی  $\bar{L}_{SAdS}$  در رابطه ی (7) در  $Q_m = \sqrt{2} \cosh \eta$  بدست می آید.

$$\frac{\bar{L}_{SAdS}}{L_s} \approx \frac{0.743}{\sqrt{\cosh \eta}} \frac{R^2}{r_0} = \frac{0.743}{\sqrt{\cosh \eta}} \frac{1}{\pi T} \approx 0.328 \frac{\sqrt{N_c}}{(\varepsilon_0 \cosh^2 \eta)^{1/4}}, \quad (8)$$

که در رابطه ی بالا از روابط دمای سیاه چاله  $T = \frac{r_0}{\pi R^2}$  و چگالی انرژی خیز داده نشده سیاه چاله  $\varepsilon_0 = \frac{3}{8} \pi^2 N_c^2 T^4$

استفاده شده است. با توجه به نمودار شکل (۲) و رابطه ی (۸) دیده می شود که با افزایش سرعت نقاط اکستریم منحنی ،

$$\bar{L}_s^{SAdS} = \bar{L}_s \pi T = \bar{L}_s^{SAdS} r_0 / R^2, \text{ و به عبارتی طول پوششی } \ell_{\max} \text{، کاهش می یابد.}$$

در حالت دوم مزونی را که هم جهت با پلاسما حرکت می کند در نظر می گیریم. به روش مشابهی و با استفاده از متغیر های بدون بعد قبل و همچنین استفاده از تغییر متغیرهای مناسب می توان نشان داد که

$$\frac{\bar{L}_s^{SAdS}}{L_s} \approx \frac{0.838}{\sqrt{\cosh \eta}} \frac{R^2}{r_0} \approx 0.370 \frac{\sqrt{N_c}}{(\epsilon_0 \cosh^2 \eta)^{1/4}}, \quad (9)$$

با این تفاوت که در این مورد باید از روش عددی برای حل انتگرال استفاده کرد. با توجه به روابط بالا می توان به طور خلاصه نتیجه گرفت که طول پوششی برای حالتی که باد پلاسمایی موازی با دوقطبی است در مقایسه با حالتی که باد پلاسمایی عمود بر دوقطبی حرکت می کند افزایش می یابد و همچنین طول پوششی متناسب با چگالی انرژی خیز داده شده به توان  $1/4$ - است که ۴ تعداد ابعاد نظریه ی پیمانانه ای دوگان است. [۱]. میتوان رابطه ی کلی طول پوششی را

متناسب با  $a$  (چگالی انرژی خیز داده شده) بدست آورد. که  $a = \frac{1}{d}$  می باشد و  $d$  تعداد ابعاد نظریه ی پیمانانه ای دوگان است. تاکنون نظریه ی میدان را به طور همدیس در نظر گرفتیم. اما می توان اثر غیر همدیس بودن را برای طول پوششی بررسی کرد. به این منظور به عنوان یک مثال نظریه ی غیر همدیس، هندسه ی KT را در نظر می گیریم. که دوگان نظریه ی پیمانانه ای با  $N=1$  و  $SU(K_*) \times SU(K_* + P)$  با پارامتر غیر همدیسی  $\delta_{cascade} = \frac{P^2}{K_*} \ll 1$  می باشد [۳]. در قسمت قبل طول پوششی را برای یک نظریه ی همدیس چهاربعده، متناسب

با  $1/4$ - (چگالی انرژی خیز داده شده) بدست آوردیم. که  $a = \frac{1}{d} = \frac{1}{4}$  می باشد حال می توان  $a$  را برای هندسه KT محاسبه و با قسمت قبل مقایسه کرد. متریک ده بعدی انیشتین به صورت زیر تعریف می شود.

$$ds_E^2 = \frac{\sqrt{8a/K_*}}{\sqrt{z}} e^{2P^2 \eta} \{ -(1-z) dt^2 + dx_i^2 \} + \frac{\sqrt{K_*}}{32} e^{-2P^2(\eta-5\xi)} \frac{dz^2}{z^2(1-z)} + \dots \quad (10)$$

که در آن  $z$  نقش مختصه ی شعاعی از افق  $z=1$  تا  $z=0$  را ایفا می کند. در آن  $\eta, \xi, \phi$  به صورت زیر تعریف می شوند. [۱].

$$\eta \approx \frac{\log z - 1}{8K_*} + o(z), \quad \xi \approx o(z), \quad \phi \approx o(z \ln z), \quad (11)$$

با استفاده از روابط بالا این توان به صورت  $a_{KT} = \frac{1 - \delta_{cascade}}{4}$  بدست می آید که از  $1/4$  کوچکتر است پس نتیجه گرفته می شود. اگر چه هندسه ی KT دوگان یک نظریه ی پیمانانه ای چهار بعدی است توانی که برای این مورد بدست آمد از  $1/4$  انحراف دارد. که این انحراف توسط  $\delta_{cascade}$  که پارامتر غیر همدیسی می باشد اندازه گیری شده است .

مراجع

- [1] E. Caceres, M. Natsuume, and T. Okamura, Screening length in plasma winds JHEP 0610 (2006) 011, arXiv:hep-th/0607233.  
 [2] H.Liu, K. Rajagopal and U. A. Wiedemann, An AdS/CFT calculation of screening in a hot wind, Phys.Rev.Lett. 98 (2007) 182301 arXiv:hep-ph/0607062v3  
 [3] S.S Gubser, C.P. Herzog, I. R. Klebanov and A. A. Tseytlin, Restoration of chiral symmetry: A supergravity perspective, arXiv:hep-th/0102172