

مطالعه اثر تصحیحات ثابت جفت شدگی بر طول پوششی کوار کونیومها

محسن حیدری سورشجانی^۱
کاظم بی تقصیر فدافن^۲
محمد رضا سرکرده‌ای^۳

تاریخ دریافت: ۹۲/۸/۳

تاریخ تصویب: ۹۲/۱۱/۹

چکیده

در این تحقیق با استفاده از دوگانگی AdS/CFT به مطالعه طول پوششی کوار کونیومها در حضور تصحیحات ثابت جفت شدگی λ می پردازیم. اثر این تصحیحات بر طول پوششی زمانی که باد پلاسمایی در جهت عمود بر کوار کونیم می وزد بررسی می شود. نشان داده می شود که طول پوششی به ثابت جفت شدگی λ نیز

^۱ دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک، دانشگاه شاهرود

^۲ دانشیار فیزیک، دانشگاه شاهرود

^۳ دانشیار فیزیک، دانشگاه الزهراء، mrsarkardei@yahoo.com

وابسته است و برای یک سرعت ثابت، با کاهش λ طول پوششی هم کاهش می‌یابد.

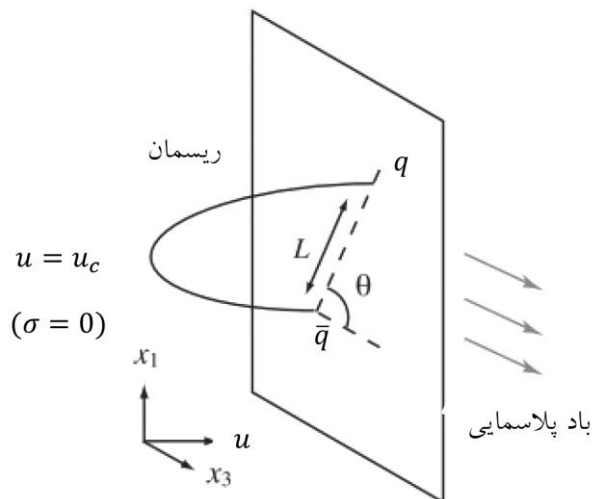
واژه‌های کلیدی: نظریه ریسمان، کوارکونیوم، ثابت جفت‌شدگی، باد پلاسمایی، AdS/CFT.

۱. مقدمه

در برخورد دو یون سنگین نسبی با هم، پلاسمای کوارک-گلوئون با ثابت جفت‌شدگی قوی تولید می‌شود. در این فرآیند، کوارک‌ها به دلیل فشار و دمای بسیار بالا به صورت آزاد یافت می‌شوند [1]. از طرفی با توجه به رفتار سیال گونه پلاسمای کوارک-گلوئون و به دلیل ثابت جفت‌شدگی قوی، برای محاسبه طول پوششی کوارکونیوم‌ها نمی‌توان از روش اختلالی استفاده کرد. یکی از روش‌های پیشنهادی برای مطالعه این محیط استفاده از دوگانگی AdS / CFT می‌باشد. دوگانگی AdS/CFT یک هم‌ارزی دقیق حدس زده شده بین یک نظریه پیمانانه ای d بعدی با گروه تقارنی $SU(N_c)$ و یک نظریه ریسمان فرمول بندی شده در یک فضا زمان $d + 1$ - بعدی است [2]. در این روش می‌توان تصحیحات گرانشی را به صورت مشتق جملات بالاتر وارد کرد. از دیدگاه نظریه میدان در مرز، این تصحیحات بیانگر محدود شدن مقدار ثابت جفت‌شدگی است، که موجب واقعی تر شدن مسأله نیز می‌شود. لازم به ذکر است که طول پوششی، بیشینه طول بین کوارک و پاد کوارک مقید، در پلاسمای کوارک-گلوئون می‌باشد که برای طول‌های بزرگتر از این طول، کوارک و پاد کوارک از یکدیگر جدا می‌شوند. هدف این تحقیق بررسی این موضوع است که محدود شدن ثابت جفت‌شدگی چه اثری بر طول پوششی کوارک-پاد-کوارک دارد. قبلاً در مرجع ۳ طول پوششی کوارک - پاد کوارک در پلاسمای کوارک-گلوئون هم‌دیس و غیر هم‌دیس مطالعه شده است.

۲. بحث نظری و نتایج

در این مقاله معادلات حرکت و طول دوقطبی برای متریک جدید با استفاده از آن چه در مرجع [۴] آمده است استنتاج می‌شود. سپس با استفاده از این روابط طول پوششی را با در نظر گرفتن تصحیحات ثابت جفت‌شدگی توفت محاسبه می‌کنیم. براین اساس با توجه به شکل (۱)، ریمان بازی را که در دو انتهای آن کوارک و پادکوارک قرار گرفته‌اند، و تحت تأثیر باد پلاسمایی با سرعت v قرار دارد در نظر می‌گیریم. در چارچوب ساکن کوارکونیم، مشاهده می‌شود که پلاسمای کوارک-گلوئون با سرعت v در حال حرکت است که آن را باد پلاسمایی می‌نامیم. جفت کوارک-پادکوارک در صفحه (x_3, x_1) است که با جهت باد پلاسمایی زاویه θ می‌سازد.



شکل ۱: ریمان بنیادی متصل به جفت کوارک - پادکوارک [۴].

طول پوششی را در چارچوب ساکن دوقطبی در نظر می‌گیریم و خیز لورنتس را بر متریک زمینه که به صورت زیر است اثر می‌دهیم [5].

$$ds^2 = G_u dt^2 + G_{xx} dx_1^2 + G_{yy} dx_2^2 + G_{zz} dx_3^2 + G_{uu} du^2 \quad (1)$$

که در آن

$$\begin{aligned}
 G_{tt} &= -u^2(1-w^{-4})T(w), \\
 G_{xx} &= G_{yy} = G_{zz} = u^2X(w), \\
 G_{uu} &= u^{-2}(1-w^{-4})^{-1}U(w), \\
 T(w) &= 1 - k(75w^{-4} + \frac{1225}{16}w^{-8} - \frac{695}{16}w^{-12}) + \dots \\
 X(w) &= 1 - \frac{25k}{16}w^{-8}(1+w^{-4}) + \dots \quad (2)
 \end{aligned}$$

$U(w) = 1 + k(75w^{-4} + \frac{1175}{16}w^{-8} - \frac{4585}{16}w^{-12}) + \dots$
 و $w = u/u_0$ که u_0 افقی رویداد می‌باشد. شعاع فضای AdS ، $R = 1$ است و پارامتر k را می‌توان به صورت وارون ثابت جفت‌شدگی توفت نوشت:

$$k = \frac{\zeta(3)}{8} \lambda^{-3/2} \approx 0.15 \lambda^{-3/2}, \quad (3)$$

دمای پلاسمایی که تصحیحات λ به آن وارد می‌شود به صورت زیر است.

$$T = \frac{u_0}{(1-k)\pi} \quad (4)$$

که به دلیل کوچک بودن k با دمای پلاسمای اولیه با تقریب مرتبه اول یکی گرفته می‌شود:

$$T = \frac{u_0}{\pi} \quad (5)$$

جهت باد پلاسمایی را مانند شکل (۱) در جهت x_3 می‌گیریم. بنابراین متریک خیز داده شده چنین خواهد شد.

$$ds^2 = -Adt^2 + 2Btdx_2 + Cdx_3^2 \quad (6)$$

$$+ G_{xx}(dx_1^2 + dx_2^2) + G_{uu}du^2,$$

که در آن C, B, A به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$\begin{aligned}
 A &= u^2(\gamma^2 T(w) - \gamma^2 v^2 X(w)) - \frac{u_0^4}{u^2} \gamma^2, \\
 B &= u^2 \gamma^2 v (T(w) - X(w)) - \frac{u_0^4}{u^2} \gamma^2 v T(w), \\
 C &= u^2(\gamma^2 X(w) - \gamma^2 v^2 T(w)) + \frac{u_0^4}{u^2} \gamma^2 v^2 T(w),
 \end{aligned} \quad (7)$$

در این جا $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2}$ است. دینامیک و حرکت ریسمان بنیادی از کنش نامبو-گوتو به دست می آید. با انتخاب،

$$(t = \tau, x_1 = \sigma, x_2 = const, x_3 = x_3(\sigma), u = u(\sigma)) \quad (8)$$

کنش نامبو-گوتو برای این متریک چنین می شود:

$$S = -\frac{1}{2\pi\ell_s^2} \int d\sigma d\tau \sqrt{|A|(G_{xx} + Cx_3'^2 + G_{uu}u'^2) + B^2x_3'^2}. \quad (9)$$

که در آن مشتق گیری نسبت به مختصه فضایی σ تعریف می شود. با استفاده از معادله حرکت اوایلر - لاگرانژ ثابت حرکت p و از معادله هامیلتونی ثابت حرکت q را به دست می آوریم. اینک با استفاده از کنش نامبو-گوتو ریسمان و با توجه به شرایط مرزی، فاصله میان کوارک و پادکوارک (L) به صورت زیر به دست می آید:

$$\frac{L}{2} \sin \theta = \frac{Q}{u_0 w_c} \int \frac{dw}{\sqrt{F(w)}}, \quad (10)$$

$$\frac{L}{2} \cos \theta = \frac{P}{u_0 w_c} \int \frac{dw}{\sqrt{F(w)}} \quad (11)$$

$$\times \frac{[(\gamma^2 T(w) - (\gamma^2 - 1)X(w))w^4 - \gamma^2 T(w)]}{(w^4 - 1)T(w)},$$

که در روابط بالا از متغیرهای بدون بعد $w = u/u_0$ ، $P = (R/u_0)^2 p$ و $Q = (R/u_0)^2 q$ استفاده شده است و w_c نقطه بازگشت ریسمان به صورت $F(w_c) = 0$ می باشد. $F(w)$ از رابطه زیر به دست می آید:

$$F(w) = \frac{Q^2}{u_0^2} w'^2 = (w^4 - 1) \frac{X(w)}{U(w)} \times \left\{ \frac{[(\gamma^2 T(w) - (\gamma^2 - 1)X(w))w^4 - \gamma^2 T(w)]}{(w^4 - 1)T(w)} \right\} \times [(w^4 - 1)T(w)X(w) - P^2] - Q^2, \quad (12)$$

اکنون طول پوششی کوارکونیوم را که عمود بر جهت حرکت پلاسما قرار دارد، بررسی می کنیم. در این حالت از رابطه (۱۱)، $P = 0$ می شود. طول دو قطبی نیز با توجه به رابطه (۱۰) چنین می شود:

$$L\pi T \left(\theta = \frac{\pi}{2} \right) = 2Q$$

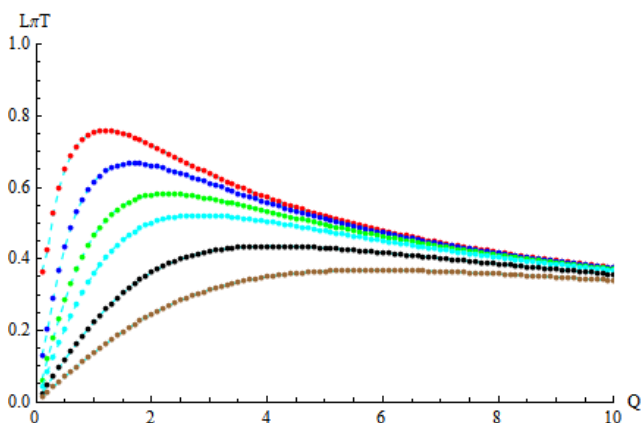
$$\int_{w_c}^{\infty} \frac{dw}{\sqrt{(w^4 - 1) \frac{X^2(w)}{U(w)} (\gamma^2 T(w) - (\gamma^2 - 1)X(w))}} \quad (13)$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{\left[w^4 - \frac{\gamma^2 T(w)X(w) + Q^2}{\gamma^2 T(w)X(w) - (\gamma^2 - 1)X^2(w)} \right]}}$$

حلّ تحلیلی رابطه بالا بسیار پیچیده و مشکل است، از این رو محاسبات عددی انجام شده است. بدین منظور برای مقادیر مختلف k نمودار $L\pi T$ داده شده از رابطه (۱۳) را به عنوان تابعی از Q برای سرعت‌های مختلف رسم می‌کنیم. از طرفی حالت $k = 0$ در مرجع ۶ به طور کامل مطالعه شده است و طول پوششی به صورت زیر به دست آمده است:

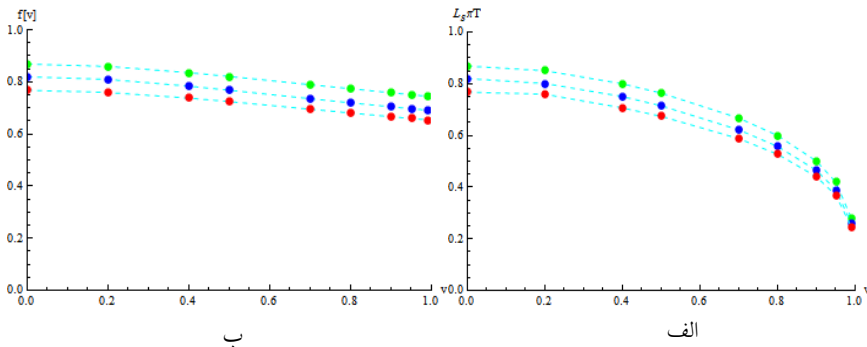
$$L_s = \frac{f(v)}{\pi T} (1 - v^2)^{1/4}, \quad (14)$$

اکنون رابطه (۱۳) را به عنوان تابعی از Q ، برای $k = 0.01$ و سرعت‌های مختلف، رسم می‌کنیم.



شکل ۲: وابستگی طول پوششی به سرعت باد v برای $k = 0.01$. نمودار $\ell = L\pi T$ داده شده، در معادله (۱۳) به عنوان تابعی از ثابت انتگرال Q برای شش مقدار $v: 0.5, 0.7, 0.8, 0.9, 0.95, 1.0$ (بالا به پایین). مشاهده می‌شود که قله‌های این منحنی، ℓ_{max} ، با v افت می‌کند.

با توجه به نمودار یک مقدار بیشینه، l_{max} در Q_m وجود دارد که برای هر سرعت ثابت و مقادیر مختلف k این l_{max} کمی متفاوت است. به این معنا که در جهان سطح فرینه‌ای ریسمان وجود ندارد که جفت کوارک و پادکوارک را برای $l > l_{max}$ مقید کند. از این رو می‌توان طول پوششی را به صورت $L_s = l_{max} / \pi T$ تعریف کرد. شکل (۳-الف) نقاط بیشینه و به عبارتی طول پوششی را بر حسب سرعت برای مقادیر $k = 0$ ، $k = 0.005$ و $k = 0.01$ نشان می‌دهد.



شکل ۳: (الف) کاهش طول پوششی با افزایش سرعت پلاسما (بالا به پایین).
(ب) نمودار $f(v)$ بر حسب v برای $k = 0$ ، $k = 0.005$ ، $k = 0.01$ (بالا به پایین).

با توجه به شکل (۳-الف) مشاهده می‌شود که طول پوششی علاوه بر سرعت به پارامتر k نیز وابسته است. به طوری که در سرعت ثابت با افزایش k ، طول پوششی کاهش می‌یابد. از طرفی توان $1/4$ در معادله (۱۴) به ابعاد فضا ربط دارد و در حضور این تصحیحات ثابت باقی می‌ماند. اما ضریب $f(v)$ اکنون به پارامتر k هم وابسته است و شکل (۳-ب) این نتیجه را به طور کامل نشان می‌دهد.

نتیجه گیری

بنابراین به طور کلی می‌توان نتیجه گرفت که در حضور تصحیحات ثابت جفت شدگی توفت، طول پوششی علاوه بر سرعت کوارک-گلوئون پلاسما به پارامتر k نیز وابسته است و برای یک سرعت ثابت، با افزایش k ، طول پوششی کاهش می‌یابد. به بیان دیگر با توجه

به ارتباط بین پارامتر k و ثابتِ جفت‌شدگی توفت λ از رابطه (۳)، مشاهده می‌شود که طولِ پوششی به ثابتِ جفت‌شدگی λ نیز وابسته است و برای یک سرعتِ ثابت با کاهشِ λ طولِ پوششی نیز کاهش می‌یابد. این وابستگی به پارامتر λ در ضریبِ $f(v)$ خلاصه می‌شود و در حالتِ کلی و در حضورِ تصحیحات می‌توان $f(v)$ را به صورتِ $f(v, \lambda)$ نوشت. نتایج فوق این انگیزه را می‌دهد تا طولِ پوششی را برای حالتِ کلی به صورتِ زیر نوشت:

$$L_s = \frac{f(v, \lambda)}{\pi T} (1-v^2)^{1/4}, \quad (15)$$

که در آن دمای پلاسما بدون تصحیحاتِ وارد شده می‌باشد.

مراجع

[۱] بی‌تقصیر فدافن، کاظم، طرح پژوهشی "مطالعه خواص پلاسمای کوارک گلوئونی با استفاده از نظریه ریسمان"، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود، (۱۳۸۷).

[2] D. Mateos; "Gauge/string duality applied to heavy ion collisions: limitations, insights and prospects" *J. Phys.* **G38** (2011) 124030.

[۳] محسن حیدری سورشجانی، کاظم بی‌تقصیر فدافن، محمدرضا سرکرده‌ای "مطالعه طولِ پوششی کوارک - پادکوارک در پلاسمای کوارک-گلوئونِ همدیس و غیر همدیس"، کنفرانس بهاره فیزیک ذرات بنیادی (IPM) (۱۳۹۲).

[4] E. Caceres, M. Natsuume, and T. Okamura; "Screening length in plasma winds"; *JHEP* 0610 (2006) 011.

[5] S. S. Gubser, I. R. Klebanov, and A. A. Tseytlin; "coupling constant dependence in the thermodynamics of N=4 supersymmetric Yang-Mills theory"; *Nucl. Phys. B* **534** (1998) 202.

[6] H. Liu, K. Rajagopal and U. A. Wiedemann; "An AdS/CFT calculation of screening in a hot wind"; *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 182301.