

Electrical conductivity of anisotropic quark-gluon plasma

Jalil Naji^{*1}, Soheila Shahrban¹, Sara Heshmatian², Fatemeh Ahmadi²

¹ Department of Physics, Faculty of Science, Ilam University, Ilam, Iran

² Department of Engineering Sciences and Physics, Buein Zahra Technical University, Buein Zahra, Qazvin, Iran

Received: 30.05.2019 Final revised: 15.12.2019 Accepted: 12.02.2020

DOI: 10.22055/JRMBS.2020.15565

In this paper, we consider the anisotropic $\mathcal{N} = 4$ super Yang-Mills plasma at finite temperature and calculate its conductivity in the presence of a constant electric field. By applying the electric field in two different directions, we study the effect of the electric field, charge density and anisotropy parameter on the electrical conductivity of the plasma. We first consider the constant external electric field in the longitudinal x-direction, and then the external electric field is applied to the system in the longitudinal z- direction. At the end, we compare the results of two different directions with each other. Also, we compare the results with those from isotropic AdS-Schwarzschild black hole and non-critical AdS₆ model.

Keywords: quark-gluon plasma, anisotropy, gauge-gravity duality, electrical conductivity

* Corresponding Author: j.naji@ilam.ac.ir



رسانندگی الکتریکی پلاسمای کوآرک-گلئون ناهمسانگرد

جلیل ناجی*¹، سهیلا شهربان¹، سارا حشمتیان²، فاطمه احمدی²

¹گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ایلام، ایلام، ایران

²گروه علوم مهندسی و فیزیک، مرکز آموزش عالی فنی و مهندسی بوئین زهرا، بوئین زهرا، قزوین، ایران

دریافت: 1398/03/09 ویرایش نهائی: 1398/09/24 پذیرش: 1398/11/23

DOI: 10.22055/JRMBS.2020.15565

چکیده

در این مقاله، یک پلاسمای ابر یانگ-میلز $\mathcal{N} = 4$ ناهمسانگرد در دمای متناهی را در نظر می‌گیریم و رسانندگی الکتریکی آن را در حضور یک میدان الکتریکی یکنواخت بررسی می‌کنیم. با اعمال میدان الکتریکی در دو جهت متفاوت، تأثیر شدت میدان الکتریکی، چگالی بار و پارامتر ناهمسانگردی را بر رسانندگی الکتریکی پلاسمای مورد نظر مطالعه می‌کنیم. ابتدا میدان الکتریکی خارجی یکنواخت را در جهت مختصه عرضی X در نظر می‌گیریم و پس از آن میدان الکتریکی خارجی در جهت مختصه طولی Z به سیستم اعمال می‌شود. در پایان نتایج به دست آمده در دو جهت مختلف را با یکدیگر مقایسه می‌کنیم. علاوه بر این نتایج به دست آمده با سیاهچاله همسانگرد شوارتزشیلد AdS و مدل غیرجرانی AdS_6 نیز مقایسه می‌شود.

کلیدواژگان: پلاسمای گلئون-کوآرک، ناهمسانگردی، دوگانگی پیمانانه/گرانش، رسانندگی الکتریکی

مقدمه

یک فضا دارای این تقارن است که همان فضای آنتی دوسیت پنج بعدی AdS_5 است که از حل معادلات اینشتین با بیشینه تقارن و ثابت کیهان‌شناسی منفی به دست می‌آید. می‌دانیم که ریسمان‌های ابرتقارنی در 10 بعد حرکت می‌کنند، بنابراین باید پنج بعد دیگر به هندسه اضافه شود. از آنجایی که نظریه پیمانانه‌ای تقارن گلوبال دارد، طبیعی است که فضای پنج بعدی اضافی یک کره پنج S بعدی باشد. بنابراین نظریه ابر یانگ-میلز $\mathcal{N} = 4$ می‌تواند با نظریه ریسمان ده بعدی روی $AdS_5 \times S^5$ متناظر است [2-1]. برای تعمیم این تناظر به نظریه‌های پیمانانه‌ای نظیر QCD، مدل‌های

دوگانگی AdS/CFT بیانگر یک تناظر بین نظریه $\mathcal{N} = 4$ ابر یانگ-میلز¹ در چهار بعد و نظریه ریسمان نوع IIB روی در فضا-زمان $AdS_5 \times S^5$ است [2-1]. نظریه ابر یانگ-میلز در چهار بعد شامل میدان‌های پیمانانه‌ای، چهار فرمیون و شش میدان اسکالر در نمایش الحاقی گروه پیمانانه‌ای است. در این نظریه، تقارن $SU(4)$ و تقارن همدیس وجود دارد. این تقارن‌های نظریه میدان باید در نظریه ریسمان دوگان نیز منعکس شوند. برای داشتن این هندسه، بایستی فضا-زمان پنج بعدی دارای این تقارن‌ها باشد. به صورت موضعی تنها

* نویسنده j.naji@ilam.ac.ir

¹ Super Yang-Mills



به‌طور ضعیف به‌هم جفت شده باشند، رفتار نمی‌کند بلکه مانند یک سیال جفت شده قوی رفتار می‌کند. علی‌رغم اینکه هیدوردینامیک بسیاری از خواص پلاسمای گلئون-کوارک را توصیف می‌کند، برخی مطالعات نشان می‌دهند که این ماده بنیادی در لحظات اولیه پس از ایجاد شدن، ناهمسانگرد است [15-20]. در زمان‌های اولیه پس از تشکیل پلاسمای ناهمسانگردی در فشار سیال منجر به ایجاد ناهمسانگردی در سرعت‌های منبسط شدن آن در جهت‌های طولی و عرضی نسبت به جهت برخورد هسته‌ها و در نتیجه ایجاد ناهمسانگردی در توزیع تکانه سمتی ذرات تولید شده در حالت نهایی می‌شود. از آنجایی که این ماده بنیادی جفت‌شده قوی است، برای مطالعه آن می‌توان تعمیم‌های تناظر AdS/CFT که توصیف‌کننده پلاسمای ناهمسانگرد هستند را مورد استفاده قرار داد [21-23].

رسانندگی و جریان الکتريکی پلاسمای همسانگرد با استفاده از تناظر AdS/CFT مورد مطالعه قرار گرفته است [24,25]. بر اساس واژه‌نامه AdS/CFT ، به‌ازای هر منبع (عملگر) در سمت نظریه میدان، یک میدان در سمت گرانشی وجود دارد. میدان‌های برداری در پس‌زمینه گرانشی، متناظر با عملگرهای برداری موضعی مرزی هستند. بنابراین میدان پیمانه‌ای A_μ به یک جریان پایسته j_μ مرزی نگاشت می‌شود [24].

در این مقاله از حل ابرگرانشی ناهمسانگرد و استاتیک برای مطالعه رسانندگی پلاسمای گلئون-کوارک ناهمسانگرد استفاده می‌کنیم [21-23]. با اعمال میدان الکتريکی خارجی بر پلاسمای ناهمسانگرد جفت‌شده قوی در دمای متناهی، تأثیر پارامترهایی نظیر شدت میدان الکتريکی و پارامتر ناهمسانگردی را بر روی

هولوگرافیکی پیشنهاد شده‌اند که به‌واسطه آنها انجام محاسبات غیراختلالی و نظریه QCD امکان‌پذیر می‌شود [1-3].

در QCD، بین محبوسیت و میدان الکتريکی اعمال‌شده ارتباط وجود دارد. از آنجایی که کوارک‌ها دارای بار الکتريکی هستند، اعمال میدان‌های الکترومغناطیسی می‌تواند بر نیروی محبوس‌کننده کوارک‌ها (که در حالت مقید مزونی یا باریونی قرار دارند) غلبه کند. این موضوع باعث تولید جفت کوارک-پادکوارک و در نتیجه ایجاد جریان الکتريکی می‌شود. در نظریه ریسمان، ایجاد جفت ریسمان باز (متناظر با کوارک) در حضور میدان الکتريکی اتفاق می‌افتد [4-5] که به‌این پدیده، اثر شوینگر¹ در QCD گفته می‌شود [6]. در فیزیک حالت جامد چنین پدیده دینامیکی‌ای برای الکترون‌های به‌شدت همبسته اتفاق می‌افتد که به‌این پدیده غیر تعادلی، شکست دی الکتريک گفته می‌شود. برای عایق مات² که در آن الکترون‌ها به‌واسطه نیروی دافعه قوی کولنی بی‌حرکت هستند، اعمال میدان الکتريکی سبب یک گذار غیر تعادلی فاز رسانا-عایق می‌شود [7,8]. تولید زوج شوینگر در حضور میدان الکتريکی قوی در فضا-زمان دوسپت سه بعدی نیز مورد مطالعه قرار گرفته است [9,10].

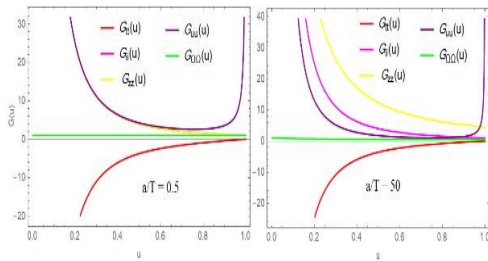
سیستم‌های با برهم‌کنش قوی، مانند پلاسمای تولیدشده در برخورد یون‌های سنگین در آزمایش‌های RHIC³ و LHC⁴ در حضور میدان‌های الکترومغناطیسی، ناپایداری‌هایی را نشان می‌دهند و انتظار می‌رود که در این آزمایشات، میدان‌های الکترومغناطیسی قوی بلافاصله پس از برخورد ایجاد می‌شوند [12-14,9]. یکی از نتایج مهم آزمایشات این است که پلاسمای گلئون-کوارک مانند یک گاز از کوارک‌ها و گلئون‌ها که

⁴ Large Hadron Collider

¹ Schwinger Effect

² Mott Insulator

³ Relativistic Heavy-Ion Collision

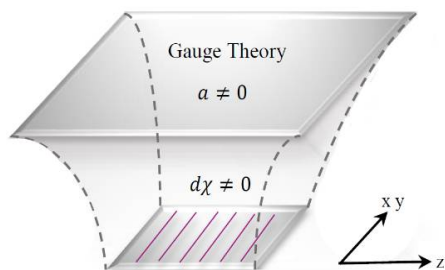


شکل 1. ضرایب متریک برحسب مختصه شعاعی به‌ازای $\frac{a}{T} = 0.5$ (شکل سمت راست) و $\frac{a}{T} = 50$ (شکل سمت چپ).

سایر میدان‌های ابرگرانش به‌شکل زیر هستند،

$$F_5 = \alpha (\Omega_{S^5} + * \Omega_{S^5}), \quad F_1 = a \, dz, \quad 2$$

که پارامتر a دارای بعد انرژی است و میزان ناهمسانگردی بین جهت طولی و صفحه عرضی را مشخص می‌کند. میدان اکسیون $\chi = a z$ باعث ایجاد حالت ناهمسانگرد جفت‌شده قوی در هندسه ابرگرانشی نوع IIB می‌شود. پارامتر a دارای بعد انرژی است و میزان ناهمسانگردی بین جهت طولی و صفحه عرضی را مشخص می‌کند. نحوه جهت‌گیری شامه‌های $D7$ در هندسه پس‌زمینه در شکل 2 نشان داده شده است. با توجه به این شکل می‌بینیم که شامه‌های پیچیده شده روی کره S^5 در امتداد جهت‌های x و y کشیده شده‌اند و به‌صورت یکنواخت در امتداد محور z با چگالی $n_{D_7} = dN_{D_7} / dz$ توزیع شده‌اند [21-23].



شکل 2. نحوه جهت‌گیری شامه‌ها در هندسه پس‌زمینه متناظر با پلاسمای ناهمسانگرد.

رسانندگی الکتریکی این سیستم مورد مطالعه قرار می‌دهیم.

معرفی پس‌زمینه ناهمسانگرد

برای بررسی نظریه پیمان‌های با جفت‌شدگی قوی، هندسه ابرگرانش نوع IIB را در نظر می‌گیریم که در این بخش به‌طور مختصر ویژگی‌های آن را بیان می‌کنیم. متریک این پس‌زمینه ناهمسانگرد با رابطه زیر بیان می‌شود [21-23]،

$$ds^2 = \frac{L^2}{u^2} (-\mathcal{B} \mathcal{F} dt^2 + dx^2 + dy^2 + e^{-\phi} dz^2 + \frac{du^2}{\mathcal{F}}) + L^2 e^{\frac{\phi}{2}} d\Omega_5^2, \quad 1$$

که در آن Ω_5 حجم کره 5 بعدی و L شعاع AdS است. دیلاتون ϕ و میدان‌های \mathcal{B} و \mathcal{F} توابعی از مختصه شعاعی u هستند. این متریک شامل یک افق رویداد در $u = u_H$ است که میدان \mathcal{F} در آن صفر می‌شود و مرز فضا در $u = 0$ است. مختصات نظریه پیمان‌های (t, x, y, z) است که راستای z جهت طولی ناهمسانگرد و راستای x و y جهت عرضی نامیده می‌شود. بدون از دست دادن کلیت مسئله در ادامه L را برابر با یک در نظر می‌گیریم. ضرایب متریک پس‌زمینه از حل عددی معادلات اینشتین به‌دست می‌آیند [15-17]. این ضرایب برای دو مقدار $\frac{a}{T} = 0.5$ و $\frac{a}{T} = 50$ در شکل 1 نشان داده شده است.

میدان پیمانهای موضعی که در کنش شامه $D7$ در سمت گرانشی وجود دارد، با تقارن سراسری عدد فرمیونی (تعداد کوآرکها) در سمت نظریه پیمانهای متناظر است. در ادامه تأثیر میدان الکتریکی خارجی بر رسانندگی الکتریکی را با استفاده از مدل ناهمسانگرد مرور شده، مورد بررسی قرار می‌دهیم.

جدول 1. جهت گسترش شامه‌ها در پس زمینه ناهمسانگرد. که در آن $(\varphi, \Omega_3, \vartheta)$ جهت‌های کره کروی هستند.

	t	X	y	z	u	ϑ	φ	Ω_3
$N_c D_3$	•	•	•	•				
$N_{D_7} D_7$	•	•	•			•	•	•
$N_f D_7$	•	•	•	•	•			•

اعمال میدان الکتریکی به پس زمینه

در این بخش جریان الکتریکی ناشی از اعمال میدان الکتریکی در دو حالت بررسی می‌شود. ابتدا میدان الکتریکی خارجی یکنواخت در جهت مختصه عرضی X ($F_{tx} = E_0$) و سپس در جهت مختصه طولی Z ($F_{tz} = E_0$) به سیستم اعمال می‌شود. جریان الکتریکی را برحسب چگالی بار، میدان خارجی و نسبت پارامتر ناهمسانگردی به‌دما به‌دست می‌آوریم. در هر دو حالت از پیمان $A_{ii} = 0$ استفاده می‌شود و مشتقات جزئی میدان پیمانهای نسبت به مختصه‌های فضایی X و Y و Z برابر صفر در نظر گرفته می‌شود. در روند محاسبات، از مراجع 24 و 25 استفاده می‌کنیم.

اعمال میدان الکتریکی خارجی در جهت

مختصه عرضی X

وقتی میدان الکتریکی در راستای محور X اعمال می‌شود، مؤلفه‌های A_y و A_z صفر خواهد بود و با توجه به پیمان $A_{ii} = 0$ که در بخش قبل به آن اشاره کردیم، مؤلفه‌های تانسور شدت میدان الکترومغناطیسی به‌صورت زیر به‌دست می‌آید،

دمای هاوکینگ متناظر با پس‌زمینه ناهمسانگرد است که به‌صورت عددی با استفاده از رابطه زیر به‌دست می‌آید،

$$T = -\frac{F'(u_H)\sqrt{B}}{4\pi}. \quad 3$$

آنتروپی پس‌زمینه ناهمسانگرد نیز با استفاده از رابطه زیر داده می‌شود،

$$s = \frac{\pi^2 N_c^2 e^{-\frac{5}{4}\phi_H}}{2 \pi^3 u_H^3}, \quad 4$$

که ϕ_H مقدار دیلاتون در افق رویداد u_H و N_c تعداد شامه‌های رنگ است.

فرمیون‌ها در نمایش بنیادی، با افزودن شامه‌های طعم کاوشگر $D7$ به‌هندسه فوق جفت می‌شوند. تعداد شامه‌های طعم در مقایسه با تعداد شامه‌های رنگ کم است ($N_f \ll N_c$) و با افزودن آن‌ها به پس‌زمینه، متریک پس‌زمینه دوگان تغییر نمی‌کند. آرایش این شامه‌های طعم به‌صورت $D3-D7-D7$ است که تعداد N_c تعداد شامه رنگ $D3$ در جهت $(t, x, y, z, u, \Omega_3)$ ، N_f شامه طعم $D7$ در جهت $(t, x, y, z, u, \Omega_3)$ و N_{D7} شامه ناهمسانگرد در جهت (t, x, y, Ω_3) قرار دارند. جهت‌گیری شامه‌های سیستم در جدول 1 زیر مشخص شده است [21-23].

دینامیک شامه‌های طعم توسط کنش DBI به‌صورت زیر داده می‌شود،

$$S_{D7} = -\mu_7 \int d^5\sigma \sqrt{-\det[\gamma_{ab}]}, \quad 5$$

$$\gamma_{ab} = P[g]_{ab} + 2\pi\alpha' F_{ab},$$

که در آن $\sigma = (t, x, y, z, u, \Omega_3)$ جهت گسترش شامه‌های طعم $D7$ و α' ثابت جفت‌شدگی ریسمان است. همچنین $F_{ab} = \partial_a A_b - \partial_b A_a$ اندازه میدان الکترومغناطیسی، $P[g]_{ab}$ متریک القایی روی شامه طعم $D7$ و اندیس‌های a و b نیز جهت‌های شامه $D7$ هستند.

$$\kappa_x = \frac{1 - \frac{(2\pi\alpha')^2 u^4}{L^4} E_0^2 (\mathcal{BF})^{-1}}{1 + \frac{u^6}{L^4 e^2} (d_x^2 - j_x^2 (\mathcal{BF})^{-1})}, \quad 12$$

که در آن $\dot{A}_x = E_0$ میدان الکتریکی خارجی اعمال شده است. با توجه به اینکه آرایش‌های پایدار شامه‌ها مستلزم حقیقی بودن کنش در رابطه 7 است، رابطه 12 نباید منفی باشد. بنابراین باید صورت و مخرج کسر به‌طور هم‌زمان در نقطه‌ای مانند $u = u_*$ تغییر علامت دهند، یعنی،

$$1 - \frac{(2\pi\alpha')^2 u^4}{L^4} E_0^2 (\mathcal{BF})^{-1} \Big|_{u=u_*} = 0, \quad 13$$

و با مساوی صفر قرار دادن مخرج کسر رابطه 12 داریم،

$$j_x = \frac{\sqrt{\mathcal{B}[u_*] \mathcal{F}[u_*] (e^{\phi/2} L^4 + d_x^2 u_*^6)}}{u_*^3}. \quad 14$$

حل عددی روابط 13 و 14، منجر به یافتن j_x به صورت تابعی از میدان الکتریکی، چگالی بار و پارامتر ناهمسانگردی می‌شود. در شکل 3 نمودار جریان الکتریکی برحسب میدان الکتریکی به‌ازای مقادیر متفاوت چگالی بار رسم شده است. خطوط پیوسته متناظر با $\frac{a}{T} = 0.5$ و خط چین‌ها متناظر با $\frac{a}{T} = 50$ است. همان‌طور که مشاهده می‌شود با افزایش میدان الکتریکی اعمال شده در جهت عرضی، مقدار جریان الکتریکی افزایش می‌یابد. علاوه‌براین، در این نمودار می‌توان مشاهده کرد که با افزایش $\frac{a}{T}$ ، مقدار جریان الکتریکی کاهش می‌یابد. با مقایسه خطوط پیوسته و خط چین ملاحظه می‌کنیم که در حالت‌های حدی E کوچک و E بزرگ، تأثیر پارامتر چگالی بار کم می‌شود و نمودارهای متناظر با هر مقدار $\frac{a}{T}$ ، همگرا می‌شوند.

$$\begin{aligned} F_{xy} = F_{yz} = F_{yu} = F_{zu} = F_{yx} = F_{xz} = F_{yz} = 0, \\ F_{tx} = -F_{xt} = \partial_t A_x = \dot{A}_x, \\ F_{tu} = -F_{ut} = -\partial_u A_t = A'_t, \\ F_{xu} = -F_{ux} = -\partial_u A_x = A'_x, \end{aligned} \quad 6$$

و لاگرانژین مؤثر به صورت زیر حاصل می‌شود،

$$\mathcal{L}_x \propto \int du e^{\frac{\phi}{4}} \mathcal{B}^{\frac{1}{2}} \frac{L^8}{u^5} \sqrt{\kappa_x}, \quad 7$$

که در آن κ_x عبارت است از،

$$\begin{aligned} \kappa_x \equiv 1 - \frac{(2\pi\alpha')^2 u^4}{L^4} \\ \times (F_{tx}^2 (\mathcal{BF})^{-1} + F_{tu}^2 \mathcal{B}^{-1} - F_{xu}^2 \mathcal{F}). \end{aligned} \quad 8$$

با توجه به اینکه میدان الکتریکی یکنواخت و مستقل از زمان است، تنها جملات غیر صفر معادلات حرکت عبارتند از،

$$\begin{aligned} \partial_u \left(\frac{e^{\phi/4} F_{tu}}{u \mathcal{B}^{\frac{1}{2}} \sqrt{\kappa_x}} \right) = 0, \\ \partial_u \left(\frac{e^{\phi/4} \mathcal{B}^{1/2} \mathcal{F} F_{xu}}{u \sqrt{\kappa_x}} \right) = 0. \end{aligned} \quad 9$$

با توجه به وجود تقارن پیمانه‌ای و رابطه $\partial_a j^a = 0$ ثابت‌های انتگرال‌گیری معادلات حرکت به صورت زیر حاصل می‌شود،

$$j_x = \frac{2\pi\alpha' e^{\frac{\phi}{4}} \mathcal{B}^{\frac{1}{2}} \mathcal{F} F_{xu}}{u \sqrt{\kappa_x}}, \quad 10$$

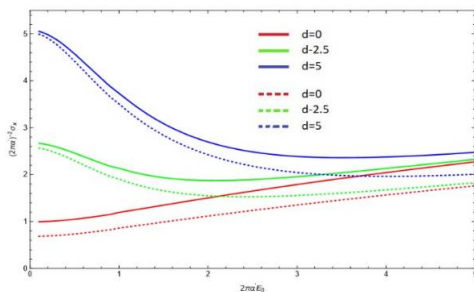
$$d_x = \frac{2\pi\alpha' e^{\frac{\phi}{4}} F_{tu}}{u \mathcal{B}^{\frac{1}{2}} \sqrt{\kappa_x}}, \quad 11$$

که در آن j_x متناسب با جریان مرزی در جهت عرضی x و d_x چگالی حامل‌های بار متناظر با این جریان است. با استفاده از روابط 8، 10 و 11 رابطه زیر به دست می‌آید،

رسانندگی الکتریکی برای جهت عرضی x ، به صورت زیر به دست می‌آید،

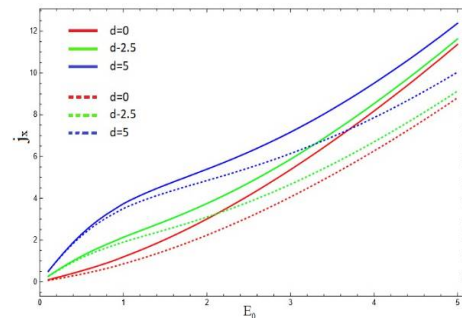
$$\sigma_x = \frac{j_x}{E_0}, \quad 15$$

که j_x جریان الکتریکی حاصل از حل عددی رابطه 14 و E_0 میدان الکتریکی خارجی است. رسانندگی الکتریکی برحسب میدان الکتریکی برای سه چگالی بار در شکل 5 رسم شده است. در این نمودار، خطوط پیوسته متناظر با $(T = 0.31 GeV)$ و خط چین‌ها متناظر با $(T = 0.44 GeV)$ $\frac{a}{T} = 50$ هستند. با توجه به نمودار می‌توان دریافت که برای چگالی‌های بار کوچک، رسانندگی الکتریکی با افزایش میدان الکتریکی افزایش می‌یابد و برای چگالی‌های بار بزرگ، رسانندگی با افزایش میدان الکتریکی ابتدا کاهش و سپس افزایش می‌یابد. می‌توان مشاهده کرد با افزایش $\frac{a}{T}$ ، رسانندگی الکتریکی کاهش می‌یابد. با افزایش چگالی بار نیز رسانندگی الکتریکی افزایش می‌یابد.

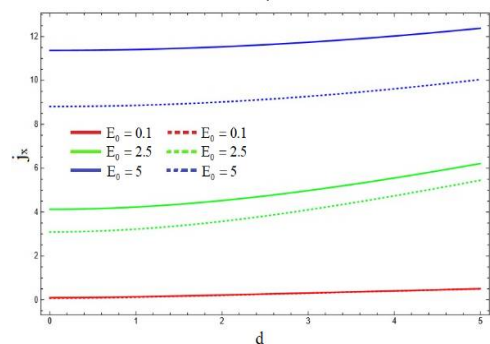


شکل 5. رسانندگی متناظر با میدان خارجی عرضی برحسب میدان برای مقادیر متفاوت چگالی بار.

در شکل 4، نمودار جریان الکتریکی برحسب چگالی بار به ازای مقادیر متفاوت میدان الکتریکی $E_0 = 0.1$ ، $E_0 = 2.5$ و $E_0 = 5$ رسم شده است. خطوط پیوسته متناظر با $\frac{a}{T} = 0.5$ در دمای $T = 0.31 GeV$ و خط چین‌ها متناظر با $\frac{a}{T} = 50$ در دمای $T = 0.44 GeV$ هستند. با توجه به این نمودار مشاهده می‌شود که برای میدان الکتریکی اعمال شده در جهت عرضی، با افزایش چگالی بار، مقدار جریان الکتریکی افزایش می‌یابد. همچنین مانند نمودار 3، با مقایسه خطوط پیوسته و خط چین مشاهده می‌شود که با افزایش $\frac{a}{T}$ ، مقدار جریان الکتریکی کاهش می‌یابد. به ازای E_0 های کوچک تأثیر پارامتر چگالی بار و پارامتر ناهمسانگردی کم می‌شود (خطوط پیوسته و خط چین قرمز رنگ).



شکل 3. جریان الکتریکی برحسب میدان الکتریکی برای مقادیر متفاوت چگالی بار.



شکل 4. جریان الکتریکی برحسب چگالی بار برای مقادیر متفاوت میدان الکتریکی.

که در آن κ_z از رابطه زیر حاصل می‌شود،

$$\kappa_z \equiv 1 - \frac{(2\pi\alpha')^2 e^\phi u^4}{L^4} \times \quad 18$$

$$\left(F_{tz}^2 (\mathcal{BF})^{-1} + F_{tu}^2 (e^\phi \mathcal{B})^{-1} - F_{zu}^2 \mathcal{F} \right).$$

مانند بخش قبل میدان الکتریکی مستقل از زمان است و تنها جملاتی از معادلات حرکت میدان پیمانه‌ای که شامل مشتق جزئی نسبت به u هستند باقی می‌ماند. بنابراین معادلات حرکت از رابطه‌های زیر به دست می‌آید،

$$\partial_u \left(\frac{e^{\phi/4} F_{tu}}{u \mathcal{B}^2 \sqrt{\kappa_z}} \right) = 0, \quad 19$$

$$\partial_u \left(\frac{e^{5\phi/4} \mathcal{B}^{1/2} \mathcal{F} F_{zu}}{u \sqrt{\kappa_z}} \right) = 0.$$

و ثابت‌های انتگرال‌گیری معادلات حرکت فوق به صورت زیر است،

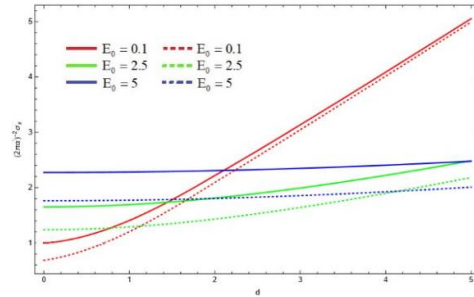
$$d_z = \frac{2\pi\alpha' e^{\phi/4} F_{tu}}{u \mathcal{B}^2 \sqrt{\kappa_z}}, \quad 20$$

$$j_z = \frac{2\pi\alpha' e^{\phi/4} \mathcal{B}^{1/2} \mathcal{F} F_{zu}}{u \sqrt{\kappa_z}}. \quad 21$$

که d_z چگالی حامل‌های بار و j_z متناسب با جریان الکتریکی مرزی در جهت طولی Z است. با استفاده از روابط 18 و 20، رابطه 21 به صورت زیر در می‌آید،

$$\kappa_z = \frac{1 - \frac{(2\pi\alpha')^2 u^4 e^\phi}{L^4} E_0 (\mathcal{BF})^{-1}}{1 + \frac{u^6}{L^4 e^{\phi/2}} (d_z^2 - j_z^2 (e^\phi \mathcal{BF})^{-1})} \quad 22$$

که در آن $\dot{A}_z = E_0$ میدان الکتریکی خارجی اعمال شده است. همانند حالت قبل، شرط حقیقی بودن کنش مستلزم این است که صورت و منخرج کسر به طور هم‌زمان در نقطه‌ای مانند $u = u_*$ تغییر علامت دهند. یعنی،



شکل 6. رسانندگی متناظر با میدان خارجی عرضی بر حسب چگالی بار برای مقادیر مختلف میدان الکتریکی.

در شکل 6 نیز نمودار رسانندگی الکتریکی بر حسب چگالی بار به ازای مقادیر متفاوت میدان الکتریکی $E_0 = 0.1$ ، $E_0 = 2.5$ و $E_0 = 5$ رسم شده است. با توجه به این نمودار می‌توان دریافت که برای میدان الکتریکی اعمال شده در جهت عرضی، با افزایش چگالی بار، مقدار رسانندگی افزایش می‌یابد. همچنین با افزایش $\frac{a}{T}$ ، مقدار رسانندگی کاهش می‌یابد. به ازای E_0 های کوچک تأثیر پارامتر چگالی بار و پارامتر ناهمسانگردی کم می‌شود. در رسم کلیه شکل‌ها، از مقادیر عددی $2\pi\alpha' = 1$ و $L = 1$ استفاده شده است.

اعمال میدان الکتریکی خارجی در جهت

مختصه طولی Z

در اینجا میدان الکتریکی در جهت Z اعمال می‌شود و مؤلفه‌های تانسور شدت میدان الکترومغناطیسی عبارتند از،

$$F_{ty} = F_{tx} = F_{yu} = F_{xu} = F_{yx} = F_{xz} = 0,$$

$$F_{tz} = -F_{zt} = \partial_t A_z = \dot{A}_z, \quad 16$$

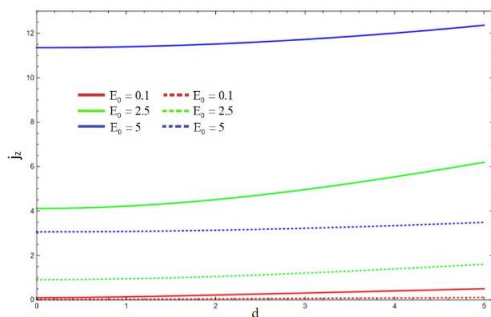
$$F_{tu} = -F_{ut} = -\partial_u A_t = A_t',$$

$$F_{zu} = -F_{uz} = -\partial_u A_z = A_z'.$$

لاگرانژین مؤثر نیز به صورت زیر نوشته می‌شود،

$$\mathcal{L}_z \propto \int du e^{\phi/4} \mathcal{B}^2 \frac{L^8}{u^5} \sqrt{\kappa_z}, \quad 17$$

در شکل 8 نمودار جریان الکتریکی برحسب چگالی بار به ازای مقادیر متفاوت میدان الکتریکی خارجی طولی $E_0 = 0.1$ ، $E_0 = 2.5$ و $E_0 = 5$ رسم شده است. خطوط پیوسته متناظر با $\frac{a}{T} = 0.5$ و خط چین ها متناظر با $\frac{a}{T} = 50$ هستند. با توجه به این نمودار می توان دریافت که برای میدان الکتریکی اعمال شده در جهت طولی، با افزایش چگالی بار، مقدار جریان الکتریکی افزایش می یابد. همچنین با افزایش مقدار میدان، مقدار جریان الکتریکی طولی افزایش می یابد. ملاحظه می شود که به ازای E_0 های کوچک، تأثیر پارامتر ناهمسانگردی کم می شود.



شکل 8. جریان الکتریکی برحسب چگالی بار برای مقادیر متفاوت میدان الکتریکی.

رسانندگی الکتریکی برای میدان اعمال شده در جهت طولی z ، از زیر به دست می آید،

$$\sigma_z = \frac{j_z}{E_0}, \quad 25$$

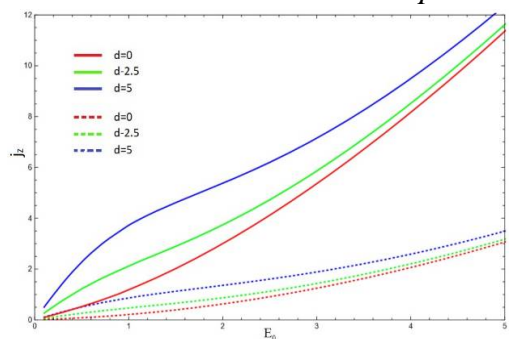
که در آن j_z جریان الکتریکی حاصل از حل عددی روابط 23 و 24 است. رسانندگی الکتریکی برحسب میدان الکتریکی برای سه مقدار چگالی بار در شکل 9 رسم شده است. در این نمودار نیز، خطوط پیوسته متناظر با $\frac{a}{T} = 0.5$ و خط چین ها متناظر با $\frac{a}{T} = 50$ هستند.

$$1 - \frac{(2\pi\alpha')^2 u^4 e^\phi}{L^4} E_0^2 (\mathcal{BF})^{-1} \Big|_{u=u_*} = 0, \quad 23$$

با مساوی صفر قرار دادن مخرج رابطه 3-17 داریم،

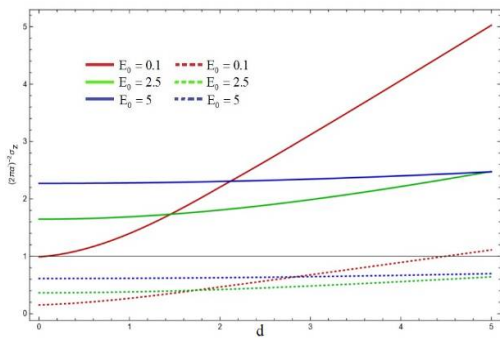
$$j_z = \frac{\sqrt{e^\phi \mathcal{B}[u_*] \mathcal{F}[u_*] (e^{\phi/2} L^4 + d^2 u_*^6)}}{u_*^3} \quad 24$$

با حل عددی روابط 23 و 24 j_z به صورت تابعی از میدان الکتریکی، چگالی بار و پارامتر ناهمسانگردی به دست می آید. در شکل 7 نمودار جریان الکتریکی برحسب میدان الکتریکی به ازای مقادیر متفاوت چگالی بار $d=0$ ، $d=2.5$ و $d=5$ رسم شده است. خطوط پیوسته متناظر با $\frac{a}{T} = 0.5$ و خط چین ها متناظر با $\frac{a}{T} = 50$ هستند.



شکل 7. جریان الکتریکی برحسب میدان الکتریکی طولی برای مقادیر متفاوت چگالی بار.

با توجه به این نمودار در می یابیم که برای میدان الکتریکی در جهت طولی، با افزایش میدان الکتریکی، مقدار جریان الکتریکی افزایش می یابد. افزایش $\frac{a}{T}$ باعث کاهش جریان الکتریکی، به ازای یک مقدار معین میدان الکتریکی می شود. به ازای E_0 های کوچک و نیز به ازای E_0 های بزرگ تأثیر پارامتر چگالی بار کم می شود و نمودارهای متناظر با هر مقدار $\frac{a}{T}$ ، همگرا می شوند.



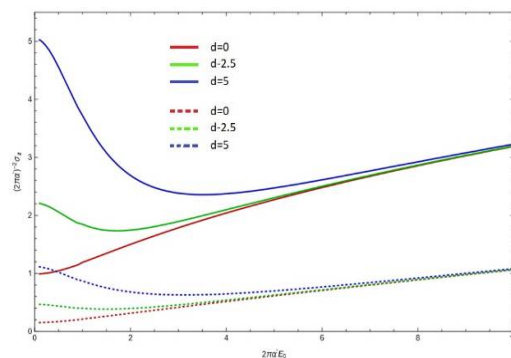
شکل 10. رسانندگی الکتریکی برحسب چگالی بار برای مقادیر مختلف میدان الکتریکی.

مقایسه و نتیجه‌گیری

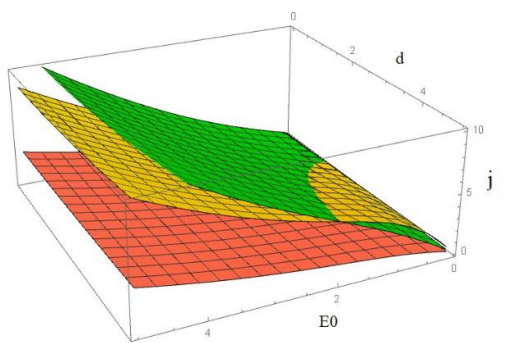
در بخش‌های قبلی با معرفی پس زمینه ناهمسانگرد، به بررسی تأثیر اعمال میدان الکتریکی یکنواخت در دو راستای عرضی و طولی پرداختیم. در این قسمت نتایج حاصل از این دو حالت را با یکدیگر و با پاسخ پس زمینه سیاهچاله AdS شوارتزشیلد [25] مقایسه می‌کنیم. با توجه به متفاوت بودن آنتروپی پس‌زمینه‌ها در دمای یکسان، رسانندگی دو مدل را ابتدا در دمای یکسان و سپس در آنتروپی یکسان با یکدیگر مقایسه می‌کنیم. در شکل 11 نمودار سه‌بعدی جریان الکتریکی برحسب پارامترهای میدان الکتریکی خارجی و چگالی بار به‌ازای $\frac{a}{T} = 50$ در دمای ثابت $T = 0.44 \text{ GeV}$ برای هر دو پس زمینه رسم شده است. رویه پایینی (قرمز رنگ) با جریان الکتریکی متناظر با راستای طولی، رویه زرد رنگ با جریان الکتریکی متناظر با راستای عرضی و رویه سبز رنگ با جریان الکتریکی حاصل از میدان در پس زمینه شوارتزشیلد متناظر است. با توجه به این نمودار می‌توان دریافت که مقدار جریان الکتریکی حاصل از میدان در جهت طولی کمتر از مقدار جریان متناظر با میدان عرضی و پس زمینه شوارتزشیلد است. به‌ازای میدان‌های کوچکتر و چگالی‌های بزرگتر، اختلاف جریان در این سه حالت بیشتر می‌شود.

با توجه به این نمودار می‌توان دریافت که برای چگالی‌های بار کوچک، مقدار رسانندگی با افزایش میدان افزایش می‌یابد و برای چگالی‌های بار بزرگ، مقدار رسانندگی با افزایش میدان، ابتدا کاهش و سپس افزایش می‌یابد. علاوه بر این، می‌توان مشاهده کرد که با افزایش $\frac{a}{T}$ ، مقدار رسانندگی الکتریکی کاهش می‌یابد. با افزایش چگالی بار نیز مقدار رسانندگی الکتریکی افزایش می‌یابد.

در شکل 10، نمودار رسانندگی الکتریکی برحسب چگالی بار به‌ازای مقادیر متفاوت میدان الکتریکی $E_0 = 0.1$ ، $E_0 = 2.5$ و $E_0 = 5$ رسم شده است. با توجه به این نمودار می‌توان دریافت که برای میدان الکتریکی اعمال شده در جهت طولی، با افزایش چگالی بار، مقدار رسانندگی افزایش می‌یابد. همچنین مشاهده می‌شود که با افزایش $\frac{a}{T}$ ، رسانندگی کاهش می‌یابد. به‌ازای میدان‌های خارجی بزرگ نیز تأثیر پارامتر چگالی بار و پارامتر ناهمسانگردی کم می‌شود.

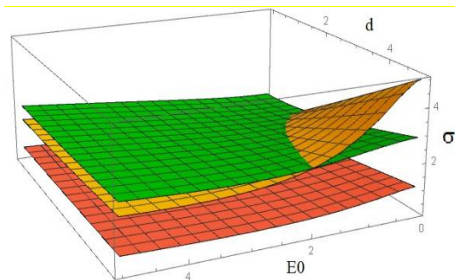


شکل 9. رسانندگی الکتریکی طولی برحسب میدان الکتریکی برای مقادیر متفاوت چگالی بار.



شکل 11. جریان الکتریکی برحسب چگالی بار و میدان الکتریکی

$$\text{خارجی در دمای ثابت به‌ازای } \frac{a}{T} = 50.$$



شکل 12. رسانندگی الکتریکی برحسب چگالی بار و میدان

$$\text{الکتریکی خارجی در دمای ثابت به‌ازای } \frac{a}{T} = 50.$$

در ادامه برای درک بهتر رفتار رسانندگی الکتریکی طولی و عرضی و همچنین مقایسه با رسانندگی الکتریکی پس‌زمینه سیاهچاله شوارتزشیلد، نمودارهای رسانندگی الکتریکی برحسب میدان الکتریکی در شکل 13 به‌ازای $\frac{a}{T} = 0.5$ در دمای ثابت

شکل 14 به‌ازای $\frac{a}{T} = 5$ در دمای $T = 0.31 GeV$ ،

شکل 15 به‌ازای $\frac{a}{T} = 50$ و $T = 0.33 GeV$ ثابت

در دمای ثابت $T = 0.44 GeV$ رسم شده است. در هر

نمودار، منحنی‌های خط‌چین مربوط به رسانندگی برای

میدان الکتریکی اعمال‌شده در جهت عرضی هستند و

منحنی‌های نقطه‌چین رسانندگی برای میدان اعمال‌شده

در جهت طولی را نشان می‌دهند. خط‌های پیوسته نیز

و جریان پس‌زمینه شوارتزشیلد از دو حالت دیگر بیشتر است. با کاهش چگالی بار و افزایش میدان، مقدار جریان متناظر با راستای عرضی از دو حالت دیگر بیشتر می‌شود.

در شکل 12 نمودار سه‌بعدی رسانندگی الکتریکی برحسب پارامترهای میدان الکتریکی خارجی و چگالی

بار به‌ازای $\frac{a}{T} = 50$ و دمای ثابت $T = 0.44 GeV$

برای هر دو پس‌زمینه رسم شده است. رویه پایینی

(قرمز رنگ) با رسانندگی الکتریکی متناظر با راستای

طولی، رویه زرد رنگ با رسانندگی الکتریکی متناظر با

راستای عرضی و رویه سبز رنگ با رسانندگی الکتریکی

حاصل از میدان در پس‌زمینه شوارتزشیلد متناظر است.

با توجه به‌این نمودار می‌توان دریافت که مقدار

رسانندگی الکتریکی حاصل از میدان در جهت طولی

کمتر از مقدار جریان الکتریکی جهت عرضی و

پس‌زمینه شوارتزشیلد است. همانند جریان الکتریکی،

برای میدان‌های خارجی کوچکتر و چگالی‌های بزرگتر،

اختلاف رسانندگی این سه حالت بیشتر می‌شود و

رسانندگی پس‌زمینه شوارتزشیلد از دو حالت دیگر

بیشتر است. با کاهش چگالی بار و افزایش میدان، مقدار

رسانندگی متناظر با راستای عرضی از دو حالت دیگر

بیشتر می‌شود. همچنین می‌توان دریافت که در حالت

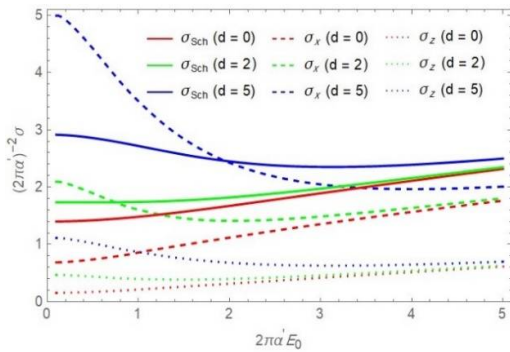
حدی $E_0 \rightarrow \infty$ ، هر مقادیر رسانندگی عرضی و

رسانندگی پس‌زمینه شوارتزشیلد به یک مقدار واحد

میل می‌کنند. با کاهش مقدار پارامتر $\frac{a}{T}$ ، اختلاف سه

رسانندگی کم می‌شود و در حد $\frac{a}{T} \rightarrow 0$ ، هر سه

جواب یکسان می‌شوند.



شکل 15. رسانندگی برحسب میدان به‌ازای $\frac{a}{T} = 50$.

همچنین مشاهده می‌شود که در حد $\frac{a}{T} \rightarrow 0$ ، مقادیر رسانندگی جهت‌های طولی و عرضی، به مقدار رسانندگی پس‌زمینه شوارتزشیلد میل می‌کنند. با افزایش مقدار $\frac{a}{T}$ نیز، انحراف رسانندگی از پس‌زمینه شوارتزشیلد بیشتر می‌شود. همچنین با مقایسه این سه نمودار می‌توان دریافت که مقادیر رسانندگی با افزایش دما، کاهش می‌یابد که این موضوع نشان‌دهنده رسانندگی الکتریکی فلزگونه پلاسمای گلئون-کووارک مورد مطالعه است.

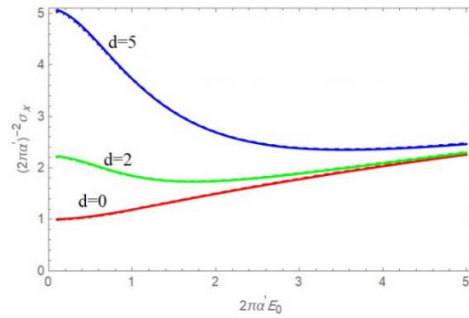
برای مقایسه مقادیر رسانندگی حاصل از میدان‌های الکتریکی طولی و عرضی، با استفاده از روابط 14 و 24 می‌توان نسبت این دو رسانندگی را به صورت زیر به دست آورد،

$$\frac{\sigma_x}{\sigma_z} = e^{\frac{\phi(u_*)}{2}}. \quad (25)$$

از آنجایی که u_* تنها تابعی از E_0 و $\frac{a}{T}$ است، $\phi(u_*)$ و در نتیجه نسبت σ_x/σ_z مستقل از چگالی بار است. این نسبت برای پس‌زمینه ناهمسانگرد مورد مطالعه، برحسب میدان خارجی در شکل‌های 16 برای $\frac{a}{T} = 5$ و 17 برای

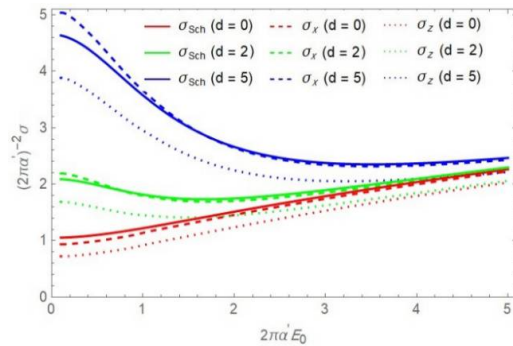
$\frac{a}{T} = 50$ رسم شده است.

رسانندگی پس‌زمینه سیاهچاله AdS شوارتزشیلد هستند. منحنی‌های قرمز متناظر با $d=0$ ، منحنی‌های سبز متناظر با $d=2$ و منحنی‌های آبی متناظر با $d=5$ هستند.

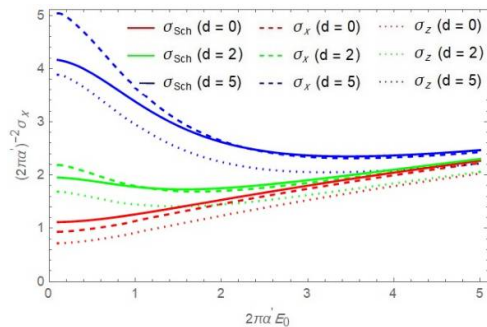


شکل 13. رسانندگی الکتریکی برحسب میدان به‌ازای $\frac{a}{T} = 0.5$.

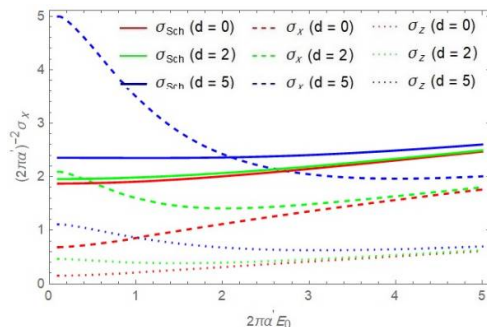
با توجه به این نمودارها می‌توان دریافت که به‌ازای $\frac{a}{T}$ ثابت و چگالی بار کم، میزان انحراف از رسانندگی پس‌زمینه شوارتزشیلد برای جهت طولی کمتر از جهت عرضی است و اگر میدان‌های الکتریکی به حد کافی بزرگ باشند، مقادیر رسانندگی هر نمودار به یک مقدار واحد میل می‌کند.



شکل 14. رسانندگی الکتریکی برحسب میدان به‌ازای $\frac{a}{T} = 5$.

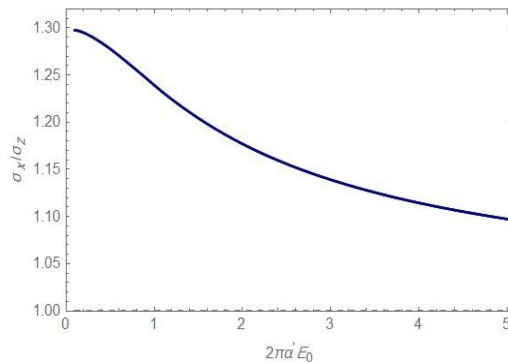


شکل 18. رسانندگی الکتریکی برحسب میدان در آنتروپی ثابت
 $s = 0.4$

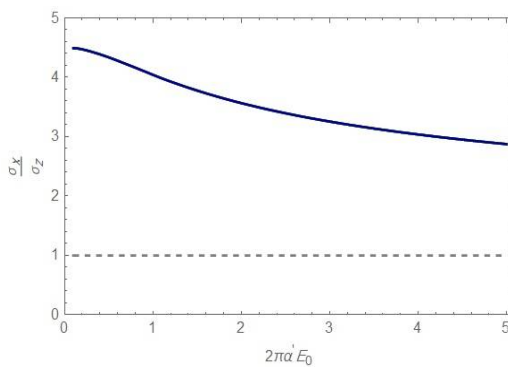


شکل 19. رسانندگی الکتریکی برحسب میدان در آنتروپی ثابت
 $s = 0.2$

در حد پارامتر $\frac{a}{T}$ کوچک، آنتروپی دو پس زمینه تقریباً یکسان است و در نتیجه اختلافی بین رسانندگی دما ثابت و آنتروپی ثابت در این حد وجود ندارد. با توجه به نمودارهای آنتروپی ثابت 18 و 19 مشاهده می‌شود که به ازای آنتروپی ثابت، مقادیر رسانندگی الکتریکی پس زمینه شوارتزشیلد از رسانندگی متناظر آن در نمودارهای دما ثابت 14 و 15 کمتر است. دلیل این کاهش رسانندگی این است که با افزایش مقدار پارامتر $\frac{a}{T}$ ، آنتروپی پس زمینه ناهمسانگرد حاصل از رابطه 4، از آنتروپی پس زمینه شوارتزشیلد ($s^0 = \pi^2 N_c^2 T^3 / 2$) بیشتر می‌شود و به ازای آنتروپی ثابت، دمای پس زمینه پس زمینه شوارتزشیلد از دمای پس زمینه ناهمسانگرد بیشتر خواهد بود [21-23].



شکل 16. نسبت رسانندگی برحسب میدان به ازای $\frac{a}{T} = 5$



شکل 17. نسبت رسانندگی برحسب میدان به ازای $\frac{a}{T} = 50$

با توجه به این دو نمودار می‌توان دریافت که نسبت رسانندگی‌های الکتریکی، با افزایش پارامتر $\frac{a}{T}$ افزایش می‌یابد. همچنین مشاهده می‌شود که با افزایش میدان، این نسبت کاهش می‌یابد و تأثیر ناهمسانگردی بر رسانندگی الکتریکی کاهش می‌یابد. برای مقایسه دو پس زمینه می‌توان رسانندگی را در آنتروپی ثابت مورد بررسی قرار داد. آنتروپی پس زمینه ناهمسانگرد از حل عددی رابطه 4 به دست می‌آید.

نمودارهای رسانندگی الکتریکی برحسب میدان الکتریکی در شکل 18 به ازای $\frac{a}{T} = 5$ در آنتروپی ثابت $s = 0.04$ ($\pi^2 N_c^2 / 2 = 1$) و در شکل 19 به ازای $\frac{a}{T} = 50$ در $s = 0.2$ رسم شده است.

[4] C. Bachas, M. Porrati, Pair creation of open strings in an electric field, *Physics Letters B*, 296 (1992) 77-84.

[https://10.1016/0370-2693\(92\)90806-F](https://10.1016/0370-2693(92)90806-F)

[5] C. Bachas, D-brane dynamics, *Physics Letters B*, 374 (1996) 37-42.

[https://10.1016/0370-2693\(96\)00238-9](https://10.1016/0370-2693(96)00238-9).

[6] G.W. Semenoff, K. Zarembo, Holographic Schwinger Effect, *Physical Review Letters*, 107 (2011) 17- 21.

<https://10.1103/PhysRevLett.107.171601>

[7] T. Oka, H. Aoki, Ground-State Decay Rate for the Zener Breakdown in Band and Mott Insulators, *Physical Review Letters*, 95 (2005) 13-23.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.137601>

[8] T. Oka, H. Aoki, Quantum Foundations And Open Quantum Systems, Lecture Note. World scientific, 2008.

[9] E. Bavarsad ,M. Mortezaazadeh, Trace of energy-momentum tensor and gravitational backreaction of Schwinger scalars in 3D de Sitter spacetime, *Iranian Journal of Physics Research*, 18 (2018) 91-103.

https://ijpr.iut.ac.ir/article_1337.html

- [10] E. Bavarsad, N. Margosian, Gravitational backreaction effect of Schwinger pair production in a strong electric field in de Sitter spacetime. *Journal of Research on Many-body System*, 8 (2018) 1-10.
- [10.22055/jrmbms.2018.13879](https://doi.org/10.22055/jrmbms.2018.13879)

[11] K. Yagi, T. Hatsuda, Y. Miake, Quark-Gluon Plasma from Big Bang to Little Bang, Cambridge University Press, 2005.

<https://inspirehep.net/record/702469/>

[12] D.E. Kharzeev, L.D. McLerran, H.J. Warringa, The effects of topological charge change in heavy ion collisions: Event by event P and CP violation, *Nuclear Physics A*

نتیجه با توجه به کاهش رسانندگی با افزایش دما، رسانندگی پس زمینه شوارتزشیلد کاهش می‌یابد.

می‌توان نتایج به دست آمده برای رسانندگی پس زمینه ناهمسانگرد با دمای متناهی را با نتایج حاصل از رسانندگی پس زمینه غیربحرانی¹ نیز مقایسه نمود.

رسانندگی الکتریکی در دمای پایین برای مدل غیر بحرانی AdS₆ برحسب میدان الکتریکی برای مقادیر مختلف چگالی بار محاسبه شده است [26]. با مقایسه

نتایج مدل ناهمسانگرد و مدل غیر بحرانی می‌توان دریافت که نمودارهای رسانندگی در هر دو مدل رفتار

مشابهی دارند. به‌ازای چگالی‌های بار کم، رسانندگی در هر دو مدل با افزایش میدان افزایش می‌یابد. همچنین

برای چگالی‌های بار بزرگتر (نمودارهای متناظر با $d \geq 2$ در این مقاله و $d \neq 0$ در [26])، با افزایش

میدان، رسانندگی ابتدا کاهش یافته و سپس افزایش می‌یابد. رسانندگی الکتریکی در هر دو مدل

ناهمسانگرد و غیر بحرانی، در حد میدان‌های الکتریکی بزرگ، رفتار حدی مشابهی دارد.

مرجع‌ها

[1] J.M. Maldacena, The Large N limit of superconformal field theories and supergravity, *Advances in Theoretical and Mathematical Physics*, 2 (1998) 231-252.

<https://10.4310/ATMP.1998.v2.n2.a1>

[2] E. Witten, Anti de Sitter Space and Holography, *Advances in Theoretical and Mathematical Physics*, 2 (1998) 253- 291.

<https://dx.doi.org/10.4310/ATMP.1998.v2.n2.a2>

[3] S.S. Gubser, I.R. Klebanov, A.M. Polyakov, Gauge theory correlators from noncritical string theory, *Physics Letters B* 428 (1998) 105-114. [http://10.1016/S0370-2693\(98\)00377-3](http://10.1016/S0370-2693(98)00377-3)

¹ Non- Critical

- 78** (2008) 045023. [10.1103/PhysRevD.78.045023](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.045023)
- [21] D. Mateos, D. Trancanelli, Anisotropic N=4 Super-Yang-Mills Plasma and Its Instabilities, *Physical Review Letters*, **107** (2011) 101601. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.10161>
- [22] D. Mateos, D. Trancanelli, Thermodynamics and Instabilities of a Strongly Coupled Anisotropic Plasma *Journal of High Energy Physics*, **054** (2011). [http://10.1007/JHEP07\(2011\)054](http://10.1007/JHEP07(2011)054)
- [23] D. Avila, D. Fernandez, L. Patino, D. Trancanelli, Thermodynamics of anisotropic branes, *Journal of High Energy Physics*, **132** (2016) 1-26. [https://10.1007/JHEP11\(2016\)132](https://10.1007/JHEP11(2016)132)
- [24] A. Karch, A. O'Bannon, Metallic AdS/CFT, *Journal of High Energy Physics* **09** (2007) 024. <https://doi.org/10.1088/11266708/2007/09/024>
- [25] K. Hashimoto, T. Oka, Vacuum instability in electric fields via AdS/CFT: Euler-Heisenberg Lagrangian and Planckian thermalization, *Journal of High Energy Physics* **10** (2013) 116. [https://doi.org/10.1007/JHEP10\(2013\)116](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2013)116)
- [26] S. Heshmatian, J. Naji, Electric Conductivity of Non-Equilibrium QCD, *Journal of Research on Many-body System* **7** *13* (2017) 51-59. [10.22055/jrmb.2017.13006](https://doi.org/10.22055/jrmb.2017.13006)
- 803** (2008) 227-253. <https://10.1016/j.nuclphysa.2008.02.298>
- [13] F. Gelis, E. Iancu, J. Jalilian-Marian, R. Venugopalan, The Color Glass Condensate, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **60** (2010) 463-489, <https://10.1146/annurev.nucl.010909.083629>
- [14] T. Lappi, L. McLerran, Some Features of the Glasma, *Nuclear Physics A*, **772** (2006) 113-224, <https://10.1016/j.nuclphysa.2006.04.001>
- [15] W. Florkowski, Anisotropic fluid dynamics in early stage of relativistic heavy-ion collisions, *Physics Letters B* **668** (2008) 32-35. <https://10.1016/j.physletb.2008.07.101>
- [16] W. Florkowski, R. Ryblewski, Dynamics of anisotropic plasma at early stages of relativistic heavy-ion collisions, *Acta Physica Polonica B*, **40** (2009) 2843-2863. <https://inspirehep.net/record/812010>
- [17] R. Ryblewski, W. Florkowski, General formulation of transverse hydrodynamics, *Physical Review C*, **77** (2008) 64906. <https://10.1103/PhysRevC.77.064906>
- [18] P. Romatschke, M. Strickland, Collective modes of an anisotropic quark-gluon plasma, *Physical Review D*, **68** (2003) **036004**. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.68.036004>
- [19] P. Arnold, G. Moore, L. Yaffe, Fate of non-Abelian plasma instabilities in 3+1 dimensions, *Physical Review D* **72** (2005) 54003-54031, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.2062>
- [20] A. Rebhan, M. Strickland, M. Attems, Instabilities of an anisotropically expanding non-Abelian plasma: 1D+3V discretized hard-loop simulations, *Physical Review D*,