

مقاله‌نامه بیست و سومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۰-۲۹ اردیبهشت ۱۳۹۵)

گرمایش سیستم‌های با برهمکنش قوی با استفاده از دوگانگی پیمانه/گرانش

حشمتیان، سارا

گروه علوم مهندسی، مرکز آموزش عالی فنی و مهندسی بویین زهرا، بویین زهرا، قزوین، ایران

چکیده

در این مقاله تحول زمانی سیستم‌های با برهمکنش قوی را در حضور میدان الکتریکی مورد مطالعه قرار می‌دهیم. وجود یک میدان الکتریکی وابسته به زمان روی شامه آزمون باعث ایجاد یک جریان وابسته به زمان می‌شود که در نهایت جریان به مقدار نهایی خود می‌رسد. در این جا پارامترهای متعدد سیستم غیرتعدالی را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

در اینجا علاقمند به مطالعه یک سیستم غیر تعدالی با برهمکنش قوی هستیم که روشهای معمول نظریه میدان قادر به توصیف خواص سیستم نیست. یک روش موثر برای مطالعه سیستم‌های وابسته به زمان با برهمکنش قوی، استفاده از تناظر AdS/CFT است. طبق تناظر AdS/CFT [۲ و ۱]، نظریه ریسمان نوع IIB در پس زمینه $AdS_5 \times S^5$ متناظر است با نظریه ابر یانگ میلز $\mathcal{N} = 4$ در چهار بعد. در حد ثابت کوپل شدگی توفت نامتناهی و تعداد رنگ نامتناهی، این تناظر منجر به دوگانگی بین یک گرانش کلاسیکی و یک SYM به شدت کوپل شده می‌شود. پس استفاده از این دوگانگی ما را قادر به مطالعه نظریه های SYM به شدت کوپل شده، با کمک دوگان‌های گرانشی می‌سازد.

یک سیستم خارج از تعادل، به واسطه تزریق انرژی در یک بازه زمانی متناهی ایجاد می‌شود. در دوگانگی پیمانه‌ای/گرانشی، یک راه برای شبیه سازی این حالت اعمال یک میدان الکتریکی وابسته به زمان است که از صفر تا یک مقدار متناهی تغییر می‌کند [۳ و ۵]. اگر حالت اولیه سیستم در دمای غیر صفر باشد، به این فرآیند گذار، *فرونشانی گرمایی* (Thermal Quench) می‌گویند [۶]. اعمال میدان الکتریکی سبب ایجاد یک جریان وابسته به زمان در سیستم می‌شود که در ابتدا صفر است و در نهایت به یک مقدار ثابت تعدالی نهایی می‌رسد [۴]. مشاهده‌پذیر فیزیکی برای مطالعه تحول زمانی سیستم، *زمان تعادل* (τ) است.

در این مقاله از متریک پس زمینه زیر استفاده می‌کنیم،

$$ds^2 = \frac{1}{z^2} [-f(z) dt^2 + d\vec{x}^2 + f(z)^{-1} dz^2] + d\Omega_5^2 ; f(z) = 1 - \frac{z^4}{z_h^4}, \quad (1)$$

که به طور مجانبی $AdS_5 \times S^5$ است. z مختصه شعاعی، z_h مکان افق رویداد سیاه چاله و $z = 0$ مرز فضا است. مختصات فضا زمان چهار بعدی که نظریه میدان در آن زندگی می‌کند با t و \vec{x} نشان داده می‌شود و دمای سیاه چاله $T = \frac{1}{\pi z_h}$ است. $d\Omega_5^2$ متریک کره پنج بعدی به صورت $d\theta^2 + \cos^2\theta d\Omega_3^2$ است. در اینجا $\varphi = 0$ و $\theta = 0$ در نظر گرفته شده که به معنی بدون جرم بودن درجات آزادی بنیادی است. برای اضافه کردن ماده بنیادی به نظریه میدان، شامه‌های آزمون به پس زمینه اضافه می‌شوند [۷]. در حد آزمون (Probe Limit)، شامه‌ها روی پس زمینه تاثیر نمی‌گذارند و متریک پس زمینه ثابت است. پس طبق تناظر AdS/CFT، دینامیک ماده بنیادی در نظریه میدان توسط کنش دیراک-بورن-اینفلد (DBI) توصیف می‌شود. برای شامه D7 کنش DBI توسط رابطه زیر داده می‌شود،

مقاله‌نامه بیست و سومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۰-۲۹ اردیبهشت ۱۳۹۵)

$$S_{D7} = -\mu_7 \int dt d^3\vec{x} dz d\Omega_3 \sqrt{-\det[g_{ab} + 2\pi\alpha' F_{ab}]}; g_{ab} = G_{MN} \partial_a X^M \partial_b X^N. \quad (2)$$

در این رابطه از پیمانه استاتیک استفاده شده است $(t, \vec{x}, z, \Omega_3)$ هشت جهت شامه هستند). بر اساس انتخاب پیمانه استاتیک، F_{ab} ، $a, b \in (t, \vec{x}, z, \Omega_3)$ قدرت میدان متناظر با میدان پیمانه ای روی شامه است. به منظور داشتن یک میدان الکتریکی وابسته به زمان در امتداد یکی از جهت های نظریه میدان (جهت x)، باید $A_x(t, z)$ را غیر صفر در نظر بگیریم. پس لاگرانژین موثر به شکل زیر نوشته می شود،

$$\mathcal{L} = -2\pi^2 \mu_7 \int \frac{dz}{z^5} \sqrt{\xi}, \quad \xi = 1 - (2\pi\alpha')^2 z^4 [f(z)^{-1} F_{tx}^2 + F_{tz}^2 - f(z) F_{xz}^2]. \quad (3)$$

فاکتور $2\pi^2$ حاصل انتگرال $d\Omega_3$ است. چون به یک آرایش همگن در سمت نظریه میدان علاقمند هستیم، $\partial_x = 0$ در نظر می گیریم. همچنین فرض می کنیم $2\pi\alpha' = 1$. پس معادله حرکت برای $A_x(t, z)$ به صورت زیر در می آید،

$$\partial_z \left[\frac{f(z) F_{xz}}{z \sqrt{\xi}} \right] + \partial_t \left[\frac{f(z)^{-1} F_{tx}}{z \sqrt{\xi}} \right] = 0. \quad (4)$$

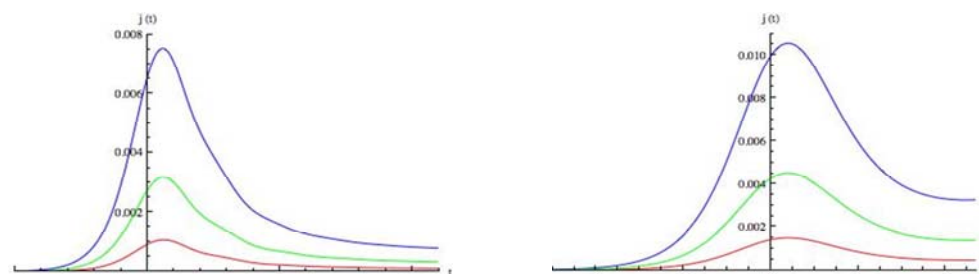
میدان پیمانه ای A_x و میدان الکتریکی وابسته به زمان $E(t)$ را به شکل زیر فرض می کنیم [۳]،

$$A_x = -\int^t E(s) ds + h(t, z), \quad E(t) = \frac{E_0}{2} \left(1 + \tanh\left(\frac{t}{k}\right) \right). \quad (5)$$

میدان الکتریکی وابسته به زمان در گذشته بی نهایت برابر صفر و E_0 در آینده بینهایت است. k زمان سپری شده برای تغییر میدان الکتریکی از صفر تا E_0 است. معادله حرکت برای میدان پیمانه ای که از کنش DBI حاصل می شود، به یک معادله غیر خطی مرتبه دوم بر حسب t و z برای میدان $h(t, z)$ منجر می شود. برای حل این معادله شرایط مرزی $h(t, z) = \partial_z h(t, z) = 0$ و شرایط اولیه $h(t_0, z) = \partial_z h(t_0, z) = 0$ مورد نیاز است. با حل عددی این معادله، جریان وابسته به زمان به دست می آید که با گذشت زمان طولانی، به مقدار استاتیک $j_{st} = \frac{E_0}{z_h} (1 + E_0^2 z_h^4)^{\frac{1}{4}}$ می رسد [۸]. زمان تعادل را زمانی تعریف می کنیم که در آن، $j(t)$ با ۵٪ خطا به این مقدار استاتیک می رسد.

نتیجه گیری

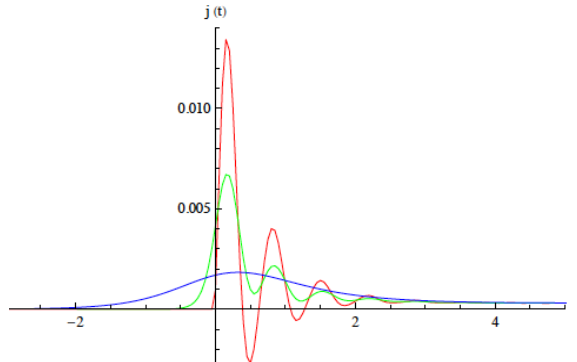
در این بخش زمان تعادل را بر حسب پارامترهای مختلف رسم می کنیم. شکل a-1 جریان وابسته به زمان را به ازای $T = 0.03$ و شکل b-1 جریان وابسته به زمان را به ازای $T = 0.14$ نشان می دهند. خطوط قرمز، سبز و آبی به ترتیب متناظر با $E_0 = 0.001$ ، $E_0 = 0.003$ و $E_0 = 0.007$ هستند. همچنین $k = \frac{10}{7}$ انتخاب شده است. همان طور که انتظار داشتیم، مقدار بیشینه جریان استاتیک، با افزایش E_0 زیاد می شود. همچنین مشاهده می شود که در دماهای بالاتر، سیستم سریع تر به تعادل می رسد.



شکل ۱: (a) جریان وابسته به زمان برای $k = \frac{10}{7}$ و $T = 0.03$. (b) جریان وابسته به زمان برای $k = \frac{10}{7}$ و $T = 0.14$.

مقاله‌نامه بیست و سومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۰-۲۹ اردیبهشت ۱۳۹۵)

در شکل ۲ نیز جریان وابسته به زمان را به ازای $E_0 = 0.001$ و $T = 0.1$ برای سه مقدار مختلف k رسم کرده‌ایم. خطوط قرمز، سبز و آبی به ترتیب متناظر با $k = 0.02$ ، $k = 0.2$ و $k = 1$ هستند. با توجه به شکل و داده‌های عددی می‌بینیم که با افزایش k ، میزان نوسانات جریان وابسته به زمان و مقدار پیشینه جریان استاتیکی کمتر می‌شود.



شکل ۲: جریان وابسته به زمان برای $E_0 = 0.001$ و $T = 0.1$. خطوط قرمز سبز و آبی به ترتیب متناظر با $k = 0.02$ ، $k = 0.2$ و $k = 1$ هستند.

جدول ۱، داده‌های عددی τT را بر حسب عکس دما برای مقادیر مختلف E_0 نشان می‌دهد. $\frac{1}{T}$ مقیاس زمانی نظریه است؛ مقیاس زمانی از بین رفتن نوسانات حول آرایش تعادلی سیستم. با استفاده از داده‌های این جدول می‌بینیم که با کاهش دمای سیستم (افزایش $\frac{1}{T}$)، زمان تعادل نسبت به این مقیاس زمانی کاهش می‌یابد.

جدول ۲: $\frac{k}{\tau}$ بر حسب k برای $E_0=0.001$ برای $k \ll 1$.

جدول ۱: τT بر حسب مقیاس زمانی $\frac{1}{T}$ برای $k = \frac{10}{7}$

k	k/τ				1/T	τT		
	T = 0.14	T = 0.1	T = 0.06	T = 0.03		E ₀ = 0.001	E ₀ = 0.004	E ₀ = 0.006
0.02	0.009	0.007	0.003	0.002	7	0.57	0.57	0.57
0.15	0.064	0.049	0.029	0.015	20	0.36	0.36	0.35
0.28	0.117	0.092	0.053	0.027	35	0.34	0.33	0.31
0.40	0.166	0.134	0.076	0.039	50	0.33	0.30	0.27
0.55	0.211	0.174	0.099	0.052	57	0.33	0.28	0.25

موضوع جالب دیگری که می‌توان آن را بررسی نمود، محدوده فروزشانی سریع (Fast Quench) ($k \ll 1$) است [۹ و ۶]. در جدول ۲، داده‌های عددی $\frac{k}{\tau}$ بر حسب k برای مقادیر مختلف دما رسم شده است.

از این جدول می‌توان دریافت که مقادیر $\frac{k}{\tau}$ متناظر با دماهای متفاوت، با کاهش k به یک مقدار یکسان میل می‌کنند. این رفتار نشان می‌دهد که برای $k \ll 1$ ، مقدار $\frac{k}{\tau}$ مستقل از دما است و این موضوع یک رفتار عمومی (Universal Behavior) را نشان می‌دهد. چنین رفتاری بدین معنی است که اگر میدان الکتریکی به صورتی بسیار ناگهانی تغییر کند، زمان تعادل سیستم در دماهای مختلف یکسان خواهد بود.

مقاله‌نامه بیست و سومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۰-۲۹ اردیبهشت ۱۳۹۵)

مرجع‌ها

- [1] J. Casalderrey-Solana, H. Liu, D. Mateos, K. Rajagopal and U. A. Wiedemann, 2011. "Gauge/String Duality, Hot QCD and Heavy Ion Collisions". [arXiv:1101.0618 [hep-th]].
- [2] J. M. Maldacena, "The large N limit of superconformal field theories and supergravity", 1998. Adv. Theor. Math. Phys. 2, 231, Int. J. Theor. Phys. 38 1113; E. Witten, "Anti-de Sitter space and holography", Adv. Theor. Math. Phys. 2 (1998) 253.
- [3] K. Hashimoto and T. Oka, "Vacuum Instability in Electric Fields via AdS/CFT: Euler-Heisenberg Lagrangian and Planckian Thermalization", JHEP 1310, 116 (2013) [arXiv:1307.7423 [hep-th]].
- [4] H. Ebrahim, M. Ali-Akbari and S. Heshmatian, "Thermal Quench at Finite 'tHooft Coupling", Nuclear Physics B 904 (2016) 527.
- [5] E. Caceres, A. Kundu, J. F. Pedraza and D. L. Yang, "Weak Field Collapse in AdS: Introducing a Charge Density", JHEP 1506, 111 (2015) [arXiv:1411.1744 [hep-th]].
- [6] A. Buchel, R. C. Myers and A. van Niekerk, "Nonlocal probes of thermalization in holographic quenches with spectral methods", JHEP 1502, 017 (2015) [JHEP 1507,137 (2015)].
- [7] A. Karch and A. Katz, "Adding flavor to AdS/CFT", Fortsch. Phys. 51, 759 (2003).
- [8] A. Karch and A. O'Bannon, "Metallic AdS/CFT", JHEP 0709, 024 (2007) [arXiv:0705.3870 [hep-th]].
- [9] A. Buchel, R. C. Myers and A. van Niekerk, "Universality of Abrupt Holographic Quenches", Phys. Rev. Lett. 111, 201602 (2013) [arXiv:1307.4740 [hep-th]].