مطالعه تریس تانسور انرژی-تکانه اسکالرهای شوینگر در فضازمان دوسیته ۳-بُعدی

احسان باورساد[۱]، محجوبه مرتضی‌زاده[۱]

دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان، کد پستی: ۸۷۳۱۷۵۳۱۵۳ کاشان

چکیده

در این مقاله تریس تانسور انرژی-تکانه ذرات اسکالر خلق شده با سازوکار شوینگر در یک میدان الکتریکی یکنواخت در فضازمان دوسیته ۲+۱ بُعدی را مطالعه می‌کنیم. ما رفتار تریس را حد میدان الکتریکی قوی، میدان الکتریکی ضعیف و جرم سنگین، و میدان الکتریکی صفر، پیدا کرده‌ایم. همچنین در ارتباط با نتیجه‌ها بحث کرده‌ایم.

تریس تانسور انرژی-تکانه

تانسور انرژی-تکانه ذرات اسکالر خلق شده در فضازمان دوسیته، بدون درنظر گرفتن یک میدان الکترومغناطیسی زمینه، پیش از این مطالعه شده است؛ برای نمونه کار اخیر [۱] را ببینید. در مرجع [۲] تانسور انرژی-تکانه ذرات اسکالر خلق شده در یک میدان الکتریکی زمینه در فضازمان دوسیته به یک روش شبه‌کلاسیک محاسبه شده و اثر پسزنی آن روی میدان گرانشی زمینه مطالعه شده است. در شرایط شبه‌کلاسیک فرض می‌شود که رابطه زیر برقرار است

$$\frac{m^2}{H^2}+\frac{(eE)^2}{H^2}\gg 1$$

به‌گونه‌ای که m جرم میدان اسکالر، e بار الکتریکی آن، H ثابت هابل و E میدان الکتریکی زمینه است. در کار [۲] نویسندگان فرض کرده‌اند که رابطه (۱) و فرض $m/H \gg 1$ باهم برقرار باشند. ما در این مقاله می‌خواهیم تریس تانسور انرژی-تکانه ذرات اسکالر خلق شده در یک میدان الکتریکی یکنواخت زمینه در فضازمان دوسیته ۲+۱ بُعدی را بدون درنظر گرفتن شرط شبه‌کلاسیک (۱) و برای همه بازه پارامترهای جرم m/H و میدان الکتریکی زمینه eE/H^2 مطالعه کنیم. به این منظور یک میدان اسکالر جرمدار باردار در فضازمان دوسیته ۲+۱ بُعدی که متریک آن از معادله زیر خوانده می‌شود درنظر می‌گیریم

$$ds^2 = \Omega^2(\tau)(d\tau^2 - d\boldsymbol{x}^2).\ \tau \in\ (-\infty.0).\ \ \boldsymbol{x} \in \mathbb{R}^2.\ \Omega\ (\tau) := -\frac{1}{H\tau}$$

برای داشتن یک میدان الکتریکی یکنواخت در فضازمان دوسیته داده شده در معادله (۲)، پتانسیل برداری را به‌صورت $A_\mu = -\frac{E}{H^2\tau}\delta^1_\mu$ درنظر می‌گیریم. در جمله‌ی $\xi R\varphi\varphi^*$ لاگرانژی میدان اسکالر φ، که در آن R خمش اسکالر دوسیته است، مقدار ثابت جفت‌شدگی را $\xi = \frac{1}{8}$ درنظر می‌گیریم. ما پس از بازبهنجارش کم‌کردن بی‌دررو، عبارت زیر را برای تریس تانسور انرژی–تکانه میدان اسکالر را به‌دست آورده‌ایم:

$$T = \frac{H^3\mu^2}{2\pi}\Big[\mu - \gamma\,cot(2\pi\gamma) - \gamma\,csc(2\pi\gamma)I_0(2\pi\lambda) + \frac{i\lambda}{2\pi}csc(2\pi\gamma)\int_{-1}^{1}\frac{rdr}{\sqrt{1-r^2}}\Big\{\big(e^{2\pi i\gamma} + e^{2\pi\lambda r}\big)\Psi\left(\frac{1}{2}+\gamma+i\lambda r\right) - \big(e^{-2\pi i\gamma} + e^{2\pi\lambda r}\big)\Psi\left(\frac{1}{2}-\gamma+i\lambda r\right)\Big\}\Big]$$

به‌گونه‌ای که پارامترهای بدون بُعد به‌صورت زیر تعریف شده‌اند

$$\lambda := -\frac{eE}{H^2}.\ \ \mu := \frac{m}{H}.\ \ \gamma := \sqrt{\frac{1}{4} - \lambda^2 - \mu^2}$$

رفتار تانسور انرژی–تکانه در حالت‌های حدی میدان الکتریکی زمینه و جرم میدان اسکالر

در قلمرو میدان الکتریکی قوی رابطه $\lambda \gg \max(1.\mu)$ برقرار است. رفتار تریس (۳) در حد میدان الکتریکی قوی با گرفتن حد $\lambda \to \infty$ و ثابت نگه داشتن μ به‌دست می‌آید. می‌توان نشان داد که جمله پیشتاز برابر است با

$$T \approx \frac{m^2\sqrt{eE}}{9\pi^2}ln(8\pi\lambda)$$

رفتار تریس (۳) در قلمرو میدان الکتریکی ضعیف و جرم سنگین، با گرفتن حد $\lambda \to 0$ و $\mu \to \infty$ به‌دست می‌آید. می‌توان نشان داد که جمله پیشتاز برابر است با

$$T \approx \frac{H^2m}{16\pi} + \frac{m(eE)^2}{4\pi H^2} + \mathcal{O}(e^{-2\pi m/H})$$

برای مورد میدان الکتریکی صفر، $\lambda = 0$، تریس می‌شود:

$$T = \frac{H^3(\mu^3 - \mu^2\gamma\,cot[\pi\gamma])}{2\pi}.\qquad \gamma = \sqrt{\frac{1}{4} - \mu^2}$$

برای مورد میدان الکتریکی صفر، در حد جرم بسیار سبک $\mu \ll 1$، جمله پیشتاز تریس (۷) به‌صورت زیر خواهد بود

$$T \approx \frac{m^3}{4\pi}$$

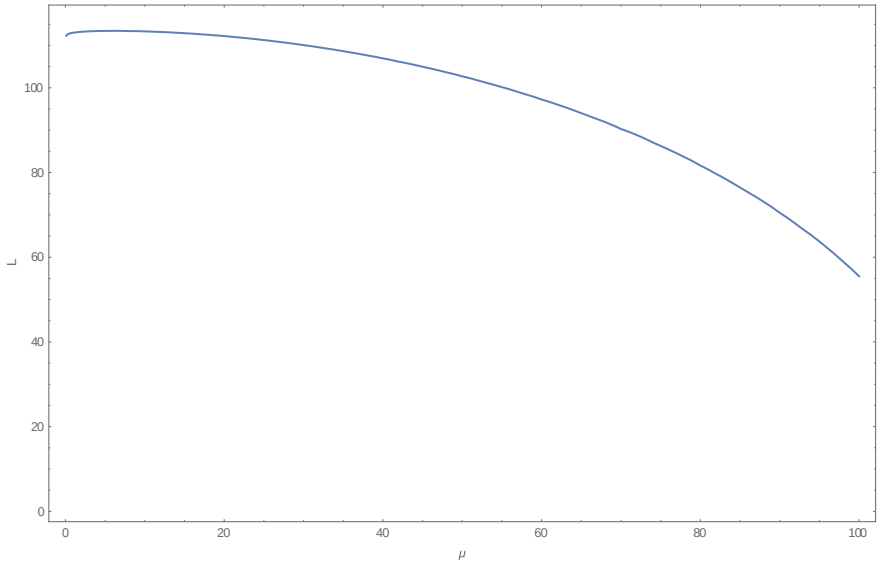
بنابراین تریس به‌صورت یک تابع توان ۳ از جرم میدان اسکالر صفر می‌شود. در حد جرم بسیار سنگین $\mu \gg 1$، جمله پیشتاز در عبارت (۷) به‌دست می‌آید

$$T \approx \frac{H^2 m}{16\pi}$$

در مرجع‌های [۱،۲] تانسور انرژی–تکانه به روش‌های شبه‌کلاسیک محاسبه شده است و نشان داده شده که تانسور انرژی تکانه با افزایش جرم به‌طور نمایی $\exp[-2\pi m/H]$ صفر می‌شود. بنابراین نتیجه (۹) با محاسبه‌های شبه‌کلاسیک [۱،۲] به‌طور نمایی ناسازگار است.

نتیجه‌گیری

ما در این مقاله چشم‌داشتی خلأ ورودی تریس تانسور انرژی–تکانه بازبهنجارشده میدان اسکالر در یک میدان الکتریکی زمینه در تکه پوانکاره فضازمان دوسیته ۲+۱ بُعدی را مطالعه کرده‌ایم؛ معادله (۳) را ببینید. ما رفتار تریس را برای



شکل۱: میدان الکتریکی L که در آن تریس (۳) تغییر علامت می‌دهد به‌صورت تابعی از جرم میدان اسکالر μ رسم شده است.

حالت‌های حدی میدان الکتریکی زمینه و جرم میدان اسکالر یافته‌ایم. ما نشان داده‌ایم که تریس در حد میدان الکتریکی قوی (۵) برای مورد ذرات بی‌جرم صفر می‌شود و برای ذرات جرمدار به‌صورت $m^2\sqrt{E}\ln E$ پاسخ می‌دهد. ما نشان داده‌ایم که در حد میدان الکتریکی ضعیف و اسکالرهای سنگین تریس به‌صورت داده شده در معادله (٦) پاسخ می‌دهد، بنابراین رفتار آن خطی نیست. ما نشان داده‌ایم که در حد میدان الکتریکی صفر تریس صفر نمی‌شود و مقدار آن با معادله (۷) داده می‌شود. در حد میدان اسکالر سبک، تریس به‌صورت توان ۳ جرم میدان اسکالر صفر می‌شود. برای میدان اسکالر بسیار سنگین به صورت خطی افزایش پیدا می‌کند [معادله (۹) را ببینید] که با محاسبه شبه‌کلاسیک [۱،۲] به‌طور نمایی ناسازگار است. این ناسازگاری با نتیجه شبه‌کلاسیک، پیش از این در رفتار جریان رسانندگی در ۲+۱ [۲] و ۳+۱ [۳] نیز دیده شده است، که برآمده از بازبهنجارش کم‌کردن بی‌دررو است [٤]. با نگاه به معادله‌های (۹)–(۵) می‌توان نتیجه گرفت که برای مورد میدان اسکالر بیجرم، مستقل از اندازه میدان الکتریکی، تریس (۳) صفر می‌شود. می‌توان نشان داد که تریس (۳) برای جرم‌های گوناگون اگر به‌صورت تابعی از میدان الکتریکی رسم شود، با

افزایش میدان الکتریکی تغییر علامت می‌دهد. میدان الکتریکی L که در آن تغییر علامت روی می‌دهد را برای مقدارهای گوناگون جرم میدان اسکالر $\mu = m/H$ در شکل ۱ رسم کرده‌ایم. شکل نشان می‌دهد که با افزایش جرم اندازه میدان الکتریکی L کاهش پیدا می‌کند، به گونه‌ای که نقطه‌ای که در آن این تغییر علامت روی می‌دهد $\gamma \approx 113i$ است. پدیده تغییر علامت پیش از این برای جریان رسانندگی فرمیونی در فضازمان دوسته ۳+۱ بُعدی، در مرجع [٤] گزارش شده است.

مرجع‌ها

T. Markkanen and A. Rajantie, *J. High Energy Phys.* **1701**, 133 (2017).
E. Bavarsad, C. Stahl, and S.-S Xue, *Phys. Rev. D* **94**, 104011 (2016).
T. Kobayashi and N. Afshordi, *J. High Energy Phys.* **10**, 166 (2014).
T. Hayashinaka, T. Fujita and J. Yokoyama, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **07**, 010 (2016).